

**Besetzung angeregter Zustände des Heliums und Lithiums
nach Durchgang durch Kohlenstoffolien**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

GEROLD HEINE

aus

Dortmund

Bochum 1979



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546403_0053

**Besetzung angeregter Zustände des Heliums und Lithiums
nach Durchgang durch Kohlenstoffolien.**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

GEROLD HEINE

aus

Dortmund

Bochum 1979



Dissertation eingereicht am: 6. Juni 1979

Tag der mündlichen Prüfung: 4. Juli 1979

Referent: Prof. Dr. H. v. Buttlar

Korreferent: Prof. Dr. K. Wieseemann

Inhaltsverzeichnis

	Seite
A Einleitung	1
1. Meßmethode und Problemstellung	1
2. Ziel der Arbeit	5
B Experimenteller Aufbau	10
1. Überblick über den Gesamtaufbau	10
2. Optische Nachweissysteme	11
2.1 Monochromatorsystem	13
2.2 Filtersystem	14
2.3 Normierungssystem	14
3. MeBelektronik	16
C Kalibrierungen	18
1. Kalibrierung der optischen Nachweissysteme	18
2. Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit hinter der Folie	20
3. Bestimmung der Massenbelegung von Kohlenstoff- Folien	32
D Bestimmung der Anfangsbesetzungen	37
1. Analyse von Zerfallskurven	37
2. Analyse von Spektren	41
3. Fehlerbetrachtung	44
E Ergebnisse	47
1. Relative Besetzungen als Funktion der Hauptquan- tenzahl n	51
2. Relative Besetzungen als Funktion der Bahndreh- impulsquantenzahl l	60
3. Abhängigkeit der Besetzungen vom Gesamtspin S	68
4. Anregungsfunktionen	69
F Vergleich mit Modellrechnungen	82
G Anhang: Ein neuer Übergang aus dem Quartett-System des Li I^{**}	93
Literaturverzeichnis	96

Zusammenfassung

Schnelle Ionen werden beim Durchgang durch dünne Kohlenstofffolien umgeladen und angeregt. In der vorliegenden Arbeit wird über Messungen relativer Besetzungen angeregter Zustände des Heliums und Lithiums berichtet. Die beim Zerfall der angeregten Zustände emittierte charakteristische Strahlung wird dazu mit optischen Spektrometern registriert, deren Nachweisempfindlichkeiten bestimmt werden müssen. Aus den gemessenen Intensitäten ließen sich die relativen Anfangsbesetzungen von insgesamt 36 Zuständen bestimmen, deren Quantenzahlen n und l die Bereiche $3 \leq n \leq 4$ und $0 \leq l \leq 3$ überdecken. Die Messung der Besetzungsverteilung erfolgte bei Projektilenergien zwischen 60 keV und 400 keV.

Die Abhängigkeit der Besetzungen von der Hauptquantenzahl n ergibt sich proportional zu $n^{-3,5 \pm 0,5}$ im Falle von Helium und $n^{-3,1 \pm 0,4}$ für Lithium. Diese Proportionalität ist im Rahmen der Meßgenauigkeit unabhängig von der Geschwindigkeit der angeregten Atome bzw. Ionen und der Bahndrehimpulsquantenzahl l sowie dem Gesamtspin S der Zustände.

Für Helium wird gezeigt, daß auch die Summe der Besetzungen aller Zustände mit gleichem n einem Potenzgesetz folgt und proportional zu $n^{-2,9 \pm 0,3}$ ist.

Besetzungsverteilungen als Funktion von l ergeben, daß die relativen Besetzungen N_{nl}^O/N_{ns}^O bei Folienanregung von der Teilchengeschwindigkeit v abhängen, was zu einer wesentlichen Einschränkung der Anwendung des semi-empirischen Modells von Veje⁹ führt. Für das Verhältnis der Besetzungen von Triplett- und Singulett-Zuständen in heliumähnlichen Systemen werden Abweichungen vom statistischen Wert 3:1 besonders für Zustände kleinen Bahndrehimpulses festgestellt.

Die Abhängigkeit der Besetzungen von der Teilchengeschwindigkeit v wird diskutiert. Mit einer vorgeschlagenen Skalierung ist es möglich, eine einheitliche Darstellung aller Besetzungen von wasserstoffähnlichen bzw. heliumähnlichen Zuständen als Funktion von v zu gewinnen.

Die Ergebnisse werden mit Vorhersagen verschiedener Modelle verglichen. Dabei zeigt sich, daß die nach Folienanregung gemessenen relativen Besetzungen in qualitativer Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Ladungsaustauschmodells sind, welches für die Einzelstoßanregung entwickelt wurde.

A Einleitung

1. Meßmethode und Problemstellung

Seit Kay ¹ und Bashkin ² im Jahre 1963 die beam-foil-Technik entwickelten, hat sich diese Methode als geeignet zur Untersuchung einer Reihe von atomphysikalischen Problemstellungen erwiesen. Insbesondere eröffnet diese Meßmethode den spektroskopischen Zugang zu hochangeregten und/oder hoch geladenen atomaren Systemen, die mit konventionellen Lichtquellen nicht untersucht werden können.

Das Prinzip der beam-foil-Meßmethode ist in Abb. A-1 skizziert.

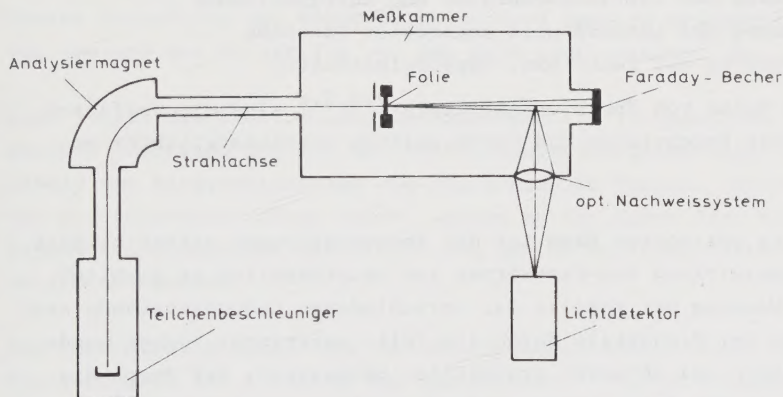


Abb. A-1: Prinzip der beam-foil-Meßanordnung

Ein monoenergetischer, isotopenreiner Ionenstrahl wird in einer dünnen Folie (typischerweise Kohlenstoff von $5-10 \mu\text{g cm}^{-2}$ Massenbelegung) teilweise umgeladen und angeregt. Die Anregung geschieht für jedes Projektil einzeln in einer Zeit $t \approx 10^{-14} \text{ s}$ und an einem gut definierten Ort. Da sich der Teilchenstrahl in einem Vakuum von etwa 10^{-6} mbar befindet, können die angeregten Zustände der Atome oder Ionen nach dem Foliendurchgang spontan zerfallen, ohne durch Wechselwirkung untereinander oder mit Restgasatomen gestört zu werden. Die Wechselwirkung mit anderen Ionen oder Atomen des Strahls kann aufgrund seiner geringen Teilchendichte ($N = 10^5 \text{ Teilchen/cm}^3$ bei einem Strahlstrom von einigen

10^{-6} A) und der Projektilgeschwindigkeit von ca. 10^9 mm/s vernachlässigt werden.

Übergänge zwischen angeregten Zuständen lassen sich in wellenlängenselektiven Beobachtungssystemen nachweisen. Andererseits sind zeitauflösende Messungen des Abklingverhaltens der Übergangsintensitäten durch Verschiebung der Anregungsfolie bezüglich des Beobachtungssystems möglich. Die integrierte Ladung der in einem Faraday-Käfig abgebremsten Teilchen wird als Normierungssignal verwendet.

Bisher durchgeführte Messungen haben vorwiegend folgende Ziele:

- Bestimmung der Übergangsenergien und Energieniveaus
- Bestimmung der Lebensdauern angeregter Zustände
- Untersuchung der Fein- bzw. Hyperfeinstruktur

In einer Reihe von Übersichtsartikeln ^{3,4,5,6} sind die Verfahren detailliert beschrieben und durch weitere Problemstellungen ergänzt.

In weitaus geringerem Maße ist der Anregungsprozeß selbst bekannt. Die Wechselwirkung Ion-Festkörper ist hauptsächlich im Hinblick auf die Messung der Anteile der verschiedenen Ladungszustände nach Durchgang der Projektile durch die Folie untersucht. Dabei wurde insbesondere bei schweren Projektilen beobachtet, daß durch die Umladung in der Folie höhere Ladungszustände erreicht werden als bei der Umladung der Projektile in Gasen ⁷.

Andererseits gibt es experimentelle Hinweise, daß die effektive Ladung der Projektile im Festkörper mit der in Gasen unter Einzelstoßbedingungen übereinstimmt ⁸. Daraus läßt sich vermuten, daß die Oberfläche des Festkörpers, an der der Strahl austritt, entscheidenden Einfluß auf die Besetzung der einzelnen Ladungsanteile und damit auch auf die Besetzung der verschiedenen Zustände des Atoms hat, deren Summe dem Ladungsanteil entspricht.

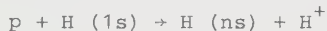
Basierend auf der Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem Projektil und der Oberfläche der Folie schlug Veje (1976) ein statistisches Modell (independent electron model) vor ⁹, mit dessen Hilfe es mög-

lich sein sollte, Ladungsanteile und Besetzungsverteilungen nach beam-foil-Anregung als Funktion der Teilchengeschwindigkeit v vorherzusagen. Ein Ziel dieser Arbeit ist zu untersuchen, wie weit dieses Modell geeignet ist, die experimentellen Daten zu beschreiben.

Man kann die Wechselwirkung zwischen Projektil und Festkörper auch als eine Folge einzelner Stoßprozesse betrachten. Bei jedem Stoß erfolgt ein Ladungsaustausch zwischen Projektil und Targetatom, oder es kommt zu einer direkten Anregung des Projektils durch elastische oder inelastische Stöße mit dem Targetatom. Die Besetzungsverteilung, die hinter der Folie beobachtet wird, hängt dann von der letzten Wechselwirkung im Target ab. Eine theoretische Behandlung der Wechselwirkung wird dadurch erschwert, daß der Zustand des Projektils vor dem Stoß nicht bekannt ist.

Sind jedoch die Elektroneneinfangquerschnitte in Gasen und Festkörpern identisch und ist der Elektronenverlustquerschnitt unabhängig vom Anregungszustand des Projektils im Target, könnte man die Anregung durch dünne Folien analog zu der durch Gase unter Einzelstoßbedingungen betrachten und den dafür entwickelten Formalismus anwenden.

Die theoretische Behandlung des Elektroneneinfanges durch schnelle Protonen geht auf Arbeiten von Oppenheimer¹⁰ und Brinkmann und Kramers¹¹ zurück, die erstmals den Einfangquerschnitt für das System



in erster Born'scher Näherung berechneten. Dabei reduzierten sie das Wechselwirkungspotential auf $V = -e^2/r$, wobei r der Abstand zwischen dem ausgetauschten Elektron und dem Targetkern sein soll.

Bates und Dalgarno¹² und Jackson und Schiff¹³ erweiterten diesen Ansatz auf den Einfang in beliebige angeregte Zustände $|nl\rangle$ und berücksichtigten zusätzlich die Kern-Kern-Wechselwirkung. Wesentliches Ergebnis dieser Rechnungen ist, daß die Einfangquerschnitte in Zustände $|nl\rangle$ proportional n^{-3} sein sollten. Nach

neueren Rechnungen von Hiskes ¹⁴ und Omidvar ¹⁵ gilt die n^{-3} -Skalierung nur für die Besetzung von Zuständen $n \gg 1$. Für kleine Quantenzahlen n treten Omidvar zufolge Abweichungen von der Ordnung n^{-5} auf. Für Geschwindigkeiten $v > v_0$, für die der Wirkungsquerschnitt in erster Born'scher Näherung berechnet werden kann, sollte die n^{-3} -Skalierung unabhängig von der Projektilgeschwindigkeit sein. Mit v_0 wird hier die Geschwindigkeit des Elektrons auf der ersten Bohr'schen Bahn bezeichnet ($v_0 = c/137$; c ist die Lichtgeschwindigkeit).

Für $v \gg v_0$ kann der Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines Elektrons aus dem $1s$ -Zustand eines wasserstoffähnlichen Ions (Kernladungszahl Z_2) in den Zustand $|nl\rangle$ des Wasserstoffs geschlossen angegeben werden ^{16,17}. Danach ist in der Oppenheimer-Brinkman-Kramers-Näherung (OBK-Näherung)

$$n^3 \sigma_{\text{OBK}}(nl) = \frac{2^{6(3+1)} \cdot (2l+1)}{5+1} \left(\frac{1!}{(2l+1)!} \right)^2 \frac{Z_1^{5+2l} \cdot Z_2^5}{s^{12+2l} \cdot a^{10+2l}} \pi a_0^2$$

$$a = 1 + Z_2^2 s^{-2}; \quad s = v/v_0 \gg 1$$

Demzufolge ist der Einfang in Zustände mit $l \neq 0$ relativ zum Einfang in s -Zustände $\sigma(nl)/\sigma(n0)$ proportional zu v^{-2l} . Daraus folgt unmittelbar, daß für $v \gg v_0$ der Einfangquerschnitt in die s -Zustände dominiert. Diese Abhängigkeit der relativen Besetzungen von der Teilchengeschwindigkeit steht im Gegensatz zum Modell von Veje, bei dem vorausgesetzt wird, daß $\sigma(nl)/\sigma(nl') = \text{const.}$ ist.

2. Ziel der Arbeit

Die experimentelle Bestimmung der Besetzung angeregter Zustände als Funktion der Projektilgeschwindigkeit und als Funktion der Quantenzahlen dieser Zustände sollte darüber Aufschluß geben können, ob und wie die vorhandenen Modelle die Ion-Festkörperwechselwirkung beschreiben. Weiterhin ist die Kenntnis der Besetzungsverteilung nach Folienanregung auch aus experimenteller Sicht von Bedeutung. Da die Folienanregung nicht selektiv nur einen gewünschten Zustand bevölkert, kann bei Lebensdauermessungen das Ergebnis durch den Einfluß von Kaskadenübergängen verfälscht werden. Kennt man die Besetzung der Zustände, die einen Kaskadenbeitrag leisten, dann ist es möglich, die Anzahl der freien Parameter der Anpassungsfunktion zu reduzieren, oder man kann das Experiment bei einer Projektilgeschwindigkeit durchführen, bei der die Auswirkung der Kaskaden auf den untersuchten Übergang minimal wird.

Bisher veröffentlichte Messungen von Besetzungsverteilungen wurden meist nur bei einer Projektilenergie durchgeführt^{18,19} oder beschränkten sich auf wenige angeregte Zustände^{20,21,22}. Dabei wurden als Projektile Wasserstoff, Helium, Lithium und Beryllium verwendet. Übereinstimmend hat sich ergeben, daß die Besetzung der Zustände mit wachsender Hauptquantenzahl n deutlich abnimmt und proportional zu n^{-x} ($3 \leq x \leq 4$) ist. Die Abhängigkeit der Besetzung von der Bahndrehimpulsquantenzahl l dagegen differiert bei den einzelnen Arbeiten stark, was möglicherweise auf unterschiedliche Projektilgeschwindigkeiten zurückzuführen ist.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher, den Einfluß der Projektilgeschwindigkeit auf die Besetzungsverteilung zu untersuchen. Mit dem zur Verfügung stehenden 400 kV-Beschleuniger können Helium und Lithium beschleunigt werden. Nach Umladung dieser Projektile in Kohlenstofffolien werden für Projektilenergien zwischen $60 \text{ keV} \leq E \leq 400 \text{ keV}$ alle spektroskopisch zugänglichen Ladungszustände ausreichend besetzt, so daß sich die Messung der Anfangsbesetzungen an angeregten Zuständen des HeI und HeII und des LiI, LiII, LiIII und LiI** (doppelt angeregtes Lithium) durchführen läßt.

Der Wellenlängenbereich, in dem Übergänge innerhalb dieser Termssysteme beobachtet werden können, wird durch das verfügbare Be-

obachtungssystem auf $360 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$ begrenzt.

Da die angeregten Zustände exponentiell zerfallen, ist die Zahl der pro Sekunde im Abstand x vom Anregungsort nachgewiesenen Photonen $\dot{Z}_{if}$ eines Überganges vom Zustand $|i\rangle$ in den Zustand $|f\rangle$ gegeben durch

$$\dot{Z}_{if}(x) = A \cdot A_{if} \cdot \int_{\frac{x-\delta}{v}}^{\frac{x+\delta}{v}} N_i^0 \exp(-x/(v\tau_i)) dt$$

N_i^0 ist dabei die Anfangsbesetzung des Zustandes $|i\rangle$, τ_i dessen Lebensdauer, A_{if} die Übergangswahrscheinlichkeit, v die Teilchengeschwindigkeit, und beobachtet wird ein Strahlstück der Länge 2δ . Die Integration führt zu

$$\dot{Z}_{if}(x) = A \cdot A_{if} \cdot \frac{2\delta}{v} \frac{\sinh(\delta/(v\tau_i))}{\delta/(v\tau_i)} N_i^0 \exp(-x/(v\tau_i))$$

Da für alle betrachteten Übergänge der Faktor $\delta/(v\tau_i) \lesssim 0.1$ ist, ist $\frac{\sinh(\delta/(v\tau_i))}{\delta/(v\tau_i)} \approx 1.002$ und kann daher gleich eins gesetzt werden.

Die Proportionalitätskonstante A berücksichtigt, daß aufgrund des begrenzten Raumwinkels $\Delta\Omega < 4\pi$ und der Nachweiswahrscheinlichkeit des Beobachtungssystems, die im allgemeinen kleiner als eins ist und von der Wellenlänge abhängt, nicht alle emittierten Photonen nachgewiesen werden. Bezeichnet man die Nachweiswahrscheinlichkeit mit $E(\lambda)$, so ist A definiert durch

$$A = E(\lambda)\Delta\lambda \cdot \Delta\Omega,$$

wobei $\Delta\lambda$ die spektrale Durchlaßbreite des Beobachtungssystems ist.

Die Anfangsbesetzung N_i^0 ist damit gegeben durch

$$N_i^0 = (A_{if} \cdot E(\lambda) \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \frac{2\delta}{v})^{-1} \cdot \dot{Z}_{if}(x) \exp(x/(v\tau_i)) \quad (1)$$

Eine wichtige Voraussetzung, um aus den normierten Zählraten $Z_{if}(x)$ die Anfangsbesetzung N_i^0 zu bestimmen, ist demnach die Kenntnis von $E(\lambda)$ für die Wellenlänge λ aller zu beobachtenden Übergänge. Es ist daher nötig, eine Eichung des Nachweissystems durchzuführen, so daß bei verschiedenen Wellenlängen gemessene Zählraten verglichen werden können. In dieser Arbeit wird allerdings nur die relative Nachweiswahrscheinlichkeit des Beobachtungssystems bestimmt; damit können die Anfangsbesetzungen nur relativ zur Besetzung eines Referenzzustandes angegeben werden.

In Tabelle A-1 sind die in den einzelnen Termsystemen untersuchten Zustände und deren Lebensdauern sowie die beobachteten Übergänge und deren Wellenlängen und Übergangswahrscheinlichkeiten aufgeführt.

Nach einer Beschreibung der Meßanordnung (Abschnitt B), der Eichmessungen (Abschnitt C) und des Auswerteverfahrens (Abschnitt D) werden die Ergebnisse der relativen Besetzungen in Abschnitt E vorgestellt und mit den vorhandenen theoretischen Ansätzen in Abschnitt F verglichen.

Tabelle A-1: Zustände von HeI, HeII, LiI, LiII, LiIII und LiI**, deren relative Besetzung in dieser Arbeit gemessen wird. Die Lebensdauern τ_i der Zustände sowie die Wellenlängen der beobachteten Übergänge und deren Übergangswahrscheinlichkeiten sind den Tabellen von Wiese et al.²³ entnommen.

	Zustand	Übergang	Wellenlänge	Lebensdauer	Übergangswahrscheinlichkeit
	$ i\rangle$	$ i\rangle \rightarrow k\rangle$	λ (nm)	τ_i (ns)	$A_{ik} (10^8 \text{ s}^{-1})$
HeI	$3s^1S$	$3s^1S-2p^1P$	728,1	55,2	0,181
	$3s^3S$	$3s^3S-2p^3P$	706,5	36,0	0,279
	$4s^1S$	$4s^1S-2p^1P$	504,8	89,8	0,066
	$4s^3S$	$4s^3S-2p^3P$	471,3	58,4	0,106
	$5s^3S$	$5s^3S-2p^3P$	412,1	111	0,043
	$3p^1P$	$3p^1P-2s^1S$	501,6	1,72	0,134
	$3p^3P$	$3p^3P-2s^3S$	388,9	94,7	0,0948
	$4p^1P$	$4p^1P-2s^1S$	396,4	3,92	0,0717
	$3d^1D$	$3d^1D-2p^1P$	667,8	15,67	0,638
	$3d^3D$	$3d^3D-2p^3P$	587,6	14,16	0,706
	$4d^1D$	$4d^1D-2p^1P$	492,2	36,61	0,202
	$4d^3D$	$4d^3D-2p^3P$	447,1	31,5	0,251
	$5d^1D$	$5d^1D-2p^1P$	438,8	71,6	0,091
	$5d^3D$	$5d^3D-2p^3P$	402,6	60,7	0,117
	$6d^3D$	$6d^3D-2p^3P$	382,0	115	0,059
	$4f^1F$	$4f^1F-3d^1D$ 1)		72,5	0,138
	$4f^3F$	$4f^3F-3d^3D$ 1)		71,9	0,245
1) Kaskade gemessen über $3d^{1,3}D-2p^{1,3}P$					
HeII	n=4	n=4-n=3	468,8	6,95	1,438
LiI	$4s^2S$	$4s^2S-2p^2P$	497,2	56,9	0,101
	$5s^2S$	$5s^2S-2p^2P$	427,3	102	0,046
	$6s^2S$	$6s^2S-2p^2P$	398,6	175	0,025
	$7s^2S$	$7s^2S-2p^2P$	383,9	300	0,015
	$3d^2D$	$3d^2D-2p^2P$	610,4	14,0	0,716
	$4d^2D$	$4d^2D-2p^2P$	460,3	33,5	0,230
	$5d^2D$	$5d^2D-2p^2P$	413,3	65,0	0,106
	$6d^2D$	$6d^2D-2p^2P$	391,5	135	0,060
	$7d^2D$	$7d^2D-2p^2P$	379,5	240	0,040

	Zustand	Übergang	Wellenlänge	Lebensdauer	Übergangswahr- scheinlichkeit
	$ i\rangle$	$ i\rangle \rightarrow k\rangle$	λ (nm)	τ_i (ns)	$A_{ik} (10^8 \text{ s}^{-1})$
LiII	$4s^1S$	$4s^1S-3p^1P$	503,9	7,6	0,541
	$4s^3S$	$4s^3S-3p^3P$	488,1	5,8	0,714
	$4p^1P$	$4p^1P-3d^1D$	463,8	0,32	0,047
	$4p^1P$	$4p^1P-3s^1S$	415,6	0,32	0,343
	$4p^3P$	$4p^3P-3d^3D$	484,1	5,6	0,094
	$4p^3P$	$4p^3P-3s^3S$	368,4	5,6	0,309
	$4d^1D$	$4d^1D-3p^1P$	478,8	2,4	1,14
	$4d^3D$	$4d^3D-3p^3P$	432,6	2,0	1,09
	$4f^1F$	$4f^1F-3d^1D$	467,8	4,5	2,21
	$4f^3F$	$4f^3F-3d^3D$	467,2	4,5	2,21
LiIII	n=5	n=5-n=4	450,1	4,57	2,186
LiI**	$1s2p^2\ ^4P$	$1s2p^2\ ^4P-1s2s2p\ ^4P$	371,4	5,75	1,74 ²⁾

2) nach Ahlenius et al. ⁴⁴

B Experimenteller Aufbau

1. Überblick über den Gesamtaufbau

In einer Ionenquelle (Helium: Standard-Hochfrequenz-Quelle ¹⁾; Lithium: Festkörperquelle ²⁾) erzeugte Ionen werden von einem elektrostatischen Beschleuniger ³⁾ beschleunigt und mit einem 60° -Magneten nach Ladung und Masse analysiert, so daß am Meßplatz ein isotopenreiner Strahl zur Verfügung steht. Jeweils ein Quadrupoldublett vor und hinter dem Magneten ermöglicht die Fokussierung des divergenten Ionenstrahls.

Zwei kreisförmige 3 mm-Blenden am Anfang der Meßkammer und vor der Anregungsfolie definieren Ausdehnung und Richtung des Ionenstrahls. Am Ende der Meßkammer kann der Strahl wahlweise in einen abgeschirmten Faraday-Käfig gelenkt oder in dem darauffolgenden elektrostatischen Energieanalysator zu weiteren Messungen verwendet werden.

Da die von H.H. Bukow konzipierte Edelstahl-Meßkammer im Detail in den Diplomarbeiten von M. Reinke ²⁵ und G. Heine ²⁶ beschrieben ist, brauchen hier nur die wesentlichen Merkmale angeführt werden.

Das Vakuum in der Meßkammer, wie auch im gesamten Strahlführungssystem, wird mit Hilfe von Turbomolekularpumpen und zweistufigen Vorpumpen aufrechterhalten. Der erreichbare Totaldruck liegt zwischen 10^{-6} mbar und 10^{-7} mbar. Die Meßkammer enthält eine mit flüssigem Stickstoff betriebene Kühlfalle, was sowohl den Partialdruck der kondensierbaren Gase verringert als auch den Auspumpvorgang von 3 h auf ca. 1 h verkürzt.

In der Meßkammer befindet sich ein Folienrad zur Aufnahme von 24 Folien. Die Positionierung der Folien in der Strahlachse erfolgt durch einen lichtschrankengesteuerten Gleichstrommotor.

1) Fa. SAMES

2) Entwickelt von W. Möller ²⁴

3) Fa. SAMES; Maximalspannung 400 KV

Das Folienrad wird von einem Schlitten getragen, der auf einer Schwalbenschwanzführung sitzt. Die Verschiebung des Schlittens parallel zur Strahlachse erfolgt über eine Präzisionsspindel, die von einem außerhalb der Kammer angebrachten Schrittmotor gedreht wird (192 Motorschritte $\hat{=}$ 0,5 mm Vorschub, Spiel $\approx$ 0,05 mm). Die verfügbare Meßstrecke beträgt 430 mm, was einer Flugzeit der Ionen von etwa 300 ns bei der kleinsten Teilchengeschwindigkeit bzw. 120 ns bei der größten Teilchengeschwindigkeit, die im Experiment verwendet wurde, entspricht.

2. Optische Nachweissysteme

In Abb. B-1 sind die drei für die vorliegenden Messungen verwendeten Beobachtungssysteme schematisch dargestellt. Zwei dieser Systeme sind fest mit der Meßkammer verbunden, während das dritte (das Normierungssystem) den leuchtenden Ionenstrahl in konstantem Abstand von der Anregungsfolie anvisiert. Jedes System beobachtet den Strahl unter 90° bzgl. der Strahlrichtung, um eine Dopplerverschiebung der Spektrallinien zu vermeiden. Die bei senkrechter Beobachtung maximal auftretende Dopplerverbreiterung der Linien ist klein verglichen mit der vorgegebenen apparativen Auflösung.

Bei allen Beobachtungssystemen wird der Ionenstrahl mittels Linsen bzw. Lichtleitern auf ein dispersives Element abgebildet. Die transmittierten Photonen gelangen dann zum Teil mit Hilfe einer weiteren abbildenden Optik auf die Kathode eines Photomultipliers und werden als einzelne elektrische Impulse nachgewiesen.

Um die Dunkelzählrate herabzusetzen, wurden alle Multiplier auf Temperaturen unter -20° C gekühlt, ausgenommen der Multiplier des Normierungssystems, der nach Herstellerangabe nicht tiefer als -5° C gekühlt werden darf. Typische Dunkelzählraten unter Meßbedingungen (incl. Restgasanregung durch den Ionenstrahl) sind:

Monochromatorsystem: Zeiss M20 + EMI 9558 QB	$\approx 1 \text{ s}^{-1}$
Jobin Yvon HL + EMI 9558 QB	$\approx 10 \text{ s}^{-1}$
Jobin Yvon HL + RCA C 31000 M	$\approx 20 \text{ s}^{-1}$

Filtersystem :
Normierungssystem:

2 s⁻¹
5 s⁻¹

Monochromator-
beobachtungs-
system

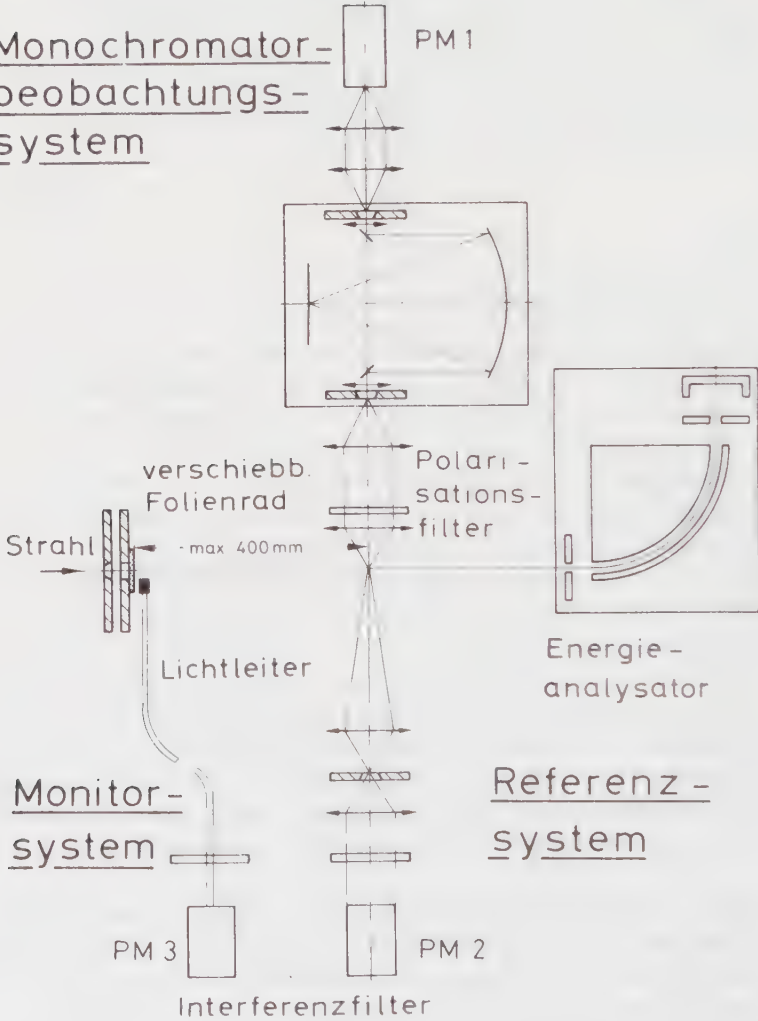


Abb. B-1: Schematische Darstellung der Beobachtungssysteme
(Erläuterungen siehe Text)

2.1 Monochromatorsystem

Das dispersive Element dieses Beobachtungssystems ist ein Gitter-monochromator.

Für die Messung am Helium-Strahl wurde ein Monochromator vom Ebert-Fastie-Typ ¹⁾ verwendet (Beschreibung bei M. Reinke ²⁵⁾). Bei den Lithium-Messungen stand ein um einen Faktor 20 lichtstärkeres Gerät vom Seya-Namioka-Typ ^{27,28)} zur Verfügung.

Durch ein Linsensystem ^{25,29)} wird der Ionenstrahl auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet. Das am Austrittsspalt auftretende Licht wird mit Hilfe eines zweilinsigen Objektivs verkleinert auf die Photokathode eines Multipliers abgebildet, dessen effektiver Kathodendurchmesser, definiert durch einen ringförmigen Dauermagneten, 3 mm beträgt ²⁶⁾. Die so reduzierte Kathodenfläche hat eine ortsunabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit, außerdem wird die Dunkelzählrate um einen Faktor 7 reduziert.

Bei den Helium-Messungen wurde als Detektor ein auch noch im roten Spektralbereich empfindlicher Multiplier ³⁾ mit S-20-Kathode eingesetzt, was sich besonders für die Messung der Übergänge $2p^{1,3}P-3s^{1,3}S$ als notwendig erwies. Für die Lithium-Messungen stand zusätzlich ein für Wellenlängen $\lambda < 520$ nm empfindlicher Multiplier ⁴⁾ zur Verfügung.

Da der Polarisationsgrad der vom Ionenstrahl emittierten Strahlung und dessen Abhängigkeit von der Einschußenergie für keinen der Übergänge bekannt ist, ist die Messung einer zur Gesamtintensität proportionalen Meßgröße mit dem beschriebenen System nicht möglich, es sei denn, der Polarisationsgrad wird als Funktion der Projektilenergie für jeden Übergang gemessen.

Günstiger ist jedoch, ohne Kenntnis des Polarisationsgrades eine zur Gesamtintensität proportionale Größe zu messen. Dies geschieht

1) Zeiss M 20

2) Jobin Yvon HL

3) EMI 9558 QB

4) RCA C 31000 M

durch den Einsatz eines Polarisationsfilters unter $\delta=54,7^\circ$ bzgl. der Strahlrichtung^{30,31}, da dann gilt:

$$\begin{aligned} I_{\text{Exp}} &\sim I_{||} \cos^2 \delta + I_{\perp} \sin^2 \delta = \frac{1}{3} (I_{||} + 2I_{\perp}) \\ &= \frac{1}{3} I_{\text{Gesamt}} \end{aligned}$$

Die Reduzierung der Gesamtintensität um den Faktor $\frac{1}{3} \cdot T(\lambda)$ ($T(\lambda)$: Transmissionskoeffizient des Polarisationsfilters) führt allerdings zu einer Verlängerung der Meßzeiten, die aber bei weitem nicht so groß ist wie bei einer Messung der Polarisationsgrade aller Linien als Funktion der Energie.

2.2 Filtersystem

Dieses Beobachtungssystem mit einem Interferenzfilter als dispersivem Element ist identisch mit dem bei M. Reinke²⁵ beschriebenen Filtersystem.

Mit diesem System wurde gleichzeitig zu allen mit dem Monochromatorsystem gemessenen Übergängen des Helium-Atoms ein Referenzübergang ($2p^3P-3s^3S$) beobachtet. Dies ermöglichte sowohl eine Überprüfung der Normierung als auch eine Kontrolle der Teilchengeschwindigkeit bei Messungen, bei denen der Energieanalysator (s. C2) nicht zur Verfügung stand.

2.3 Normierungssystem

Ziel der Normierung ist, die Besetzungen der angeregten Zustände bezogen auf die Anzahl der Projektile zu bestimmen. Dies erfordert eine zu den optischen Messungen simultane Strahlstrombestimmung des auf die Folie treffenden Teilchenstrahls. Treten jedoch Änderungen der Folie auf, die die Lichtemission verändern und unabhängig vom einfallenden Teilchenstrom sind (z.B. Löcher in der Folie), hat dies Normierungsfehler zur Folge. Das kann

vermieden werden, wenn man das beim Zerfall der angeregten Zustände emittierte Licht als Normierungssignal verwendet, da dann Änderungen des Targets korrespondierende Änderungen des Normierungssignals zur Folge haben. Wegen der exponentiellen Abnahme der Lichtintensität hinter der Folie muß das Normierungssystem die Lichtemission in konstantem Abstand vom Anregungsort beobachten. Da bei der Messung von Zerfallskurven die Folie verschoben wird, macht dies eine bewegliche Optik erforderlich. Das Meßsystem ist in Abb. B-1 schematisch dargestellt und besteht aus zwei Faserlichtleitern und einem Verlaufflinienfilter ($\Delta\lambda \approx 10 \text{ nm/nm}$), wodurch die Normierung auf bestimmte Spektralbereiche ermöglicht wird. Als Detektor dient ein Photomultiplier ¹⁾.

Signifikante Unterschiede zwischen der Normierung auf die integrale Lichtemission (im Sichtbaren) und der Normierung auf eine Spektrallinie, die durch das Verlaufflinienfilter isoliert werden kann, treten nicht auf, falls die Geschwindigkeit der angeregten Atome oder Ionen während einer Meßreihe konstant ist.

Da die Folie sich unter dem Ionenbeschuß aufheizt und thermische Strahlung emittiert, deren Intensität von der Ionenenergie, der Strahlstromdichte und der Foliendicke abhängt ²⁹, können ebenfalls Normierungsfehler auftreten, falls diese Strahlung ins Normierungssystem gelangt. Dies wurde jedoch durch eine Abschirmung des Lichtleiters verhindert.

Die beschriebene Lichtnormierung wurde bei allen Messungen (Spektren, Zerfallskurven) angewandt. Da bei der Messung der Helium-Übergänge jeweils der $2p^3P-3s^3S$ -Übergang mit dem Filtersystem beobachtet wurde, ergab sich eine Kontrollmöglichkeit des Normierungssystems. Beide Normierungen führten zu äquivalenten Ergebnissen, abgesehen von einigen nicht berücksichtigten Messungen, bei denen Störungen in einem der elektronischen Meßzweige auftraten.

Es sei jedoch nicht verschwiegen, daß die Lichtnormierung während der ersten Sekunden ($\approx 20 \text{ s}$), in denen die Folie dem Strahl ausgesetzt wird, versagt. Dies gilt ebenfalls, wenn die Folie "zu lange

1) EMI 9789 QB

Zeit" als Anregungsmedium benutzt wird. Die Ursachen hierfür sind noch nicht geklärt, was zum Teil damit zu begründen ist, daß diese Effekte von Folie zu Folie stark differieren, also von individuellen Eigenschaften der Folie abhängen.

Deshalb wurden die Messungen erst begonnen, wenn die Folie ca. 30 s dem Strahl ausgesetzt war. Weiterhin wurde die Folie ausgetauscht, falls unkorrelierte Änderungen von Normierungszählrate und Strahlstrom auftraten.

Durch diese Art der Normierung konnten die bei jeder Projektilenergie gemessenen Intensitäten auf die Intensität eines Referenzübergangs bezogen werden. Die Intensität dieses Referenzübergangs als Funktion der Teilchenenergie wurde in einer separaten Meßreihe bestimmt, wobei auf die Zahl der einfallenden Projektile normiert wurde.

3. Meßelektronik

Die in den Photomultipliern ausgelösten Stromimpulse werden mit Hilfe einer Standardelektronik (Vorverstärker ¹⁾, Hauptverstärker ²⁾, Diskriminator ³⁾) in Rechteckimpulse (Höhe 5 V, Länge 200 ns) umgeformt, die dann in elektronischen Zählern registriert werden.

Die für die Messungen entwickelte Experimentsteuerung in Verbindung mit der Meßelektronik ist in Abb. B-2 dargestellt.

1) Eigenbau, Schaltung in Ref. 32

2) Ortec 410

3) Ortec 436

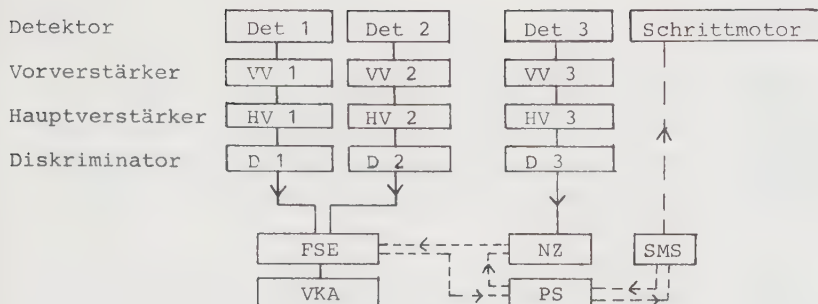


Abb. B-2: Blockschaltung der Meßelektronik

← Meßdaten; ←-- Steuerdaten

Zentrales Element der Experimentsteuerung ist die Funktionssteuereinheit (FSE) in Verbindung mit einem programmierbaren Speicher (PS). In der FSE werden die Impulse zweier Detektoren akkumuliert und dann - gesteuert durch den Normierungszähler (NZ) - in den (zweigeteilten) Speicher eines Vielkanalanalysators (VKA), der im multi-channel-scaling-Modus arbeitet, übertragen. Ist die Übertragung beendet, startet die FSE eine Schrittmotorsteuerung (SMS), die nach Maßgabe der PS die Folie bzw. den Monochromator (Zerfallskurven bzw. Spektrenmessung) in eine neue Meßposition bringt. Ist diese Position erreicht, werden alle Zähler zurückgesetzt und die Akkumulation der Detektorimpulse beginnt erneut. Im VKA können 2 x 512 Meßpunkte abgespeichert werden. Das Meßprogramm kann vorwärts und rückwärts durchfahren werden, wobei die Zählerinhalte kanalrichtig übertragen werden. Unterbrechungen des Programms zum Folienwechsel etc. sind zu jeder Zeit möglich. Während der Messung werden laufend die Speicherinhalte des VKA auf einem Bildschirm dargestellt, wodurch eine lückenlose Überwachung der Messung ermöglicht wird.

Nach Beendigung einer Messung können die Speicherinhalte über die peripheren Geräte (Streifenstanzer, Plotter) des VKA ausgegeben werden.

C Kalibrierungen

1. Kalibrierung der optischen Nachweissysteme

Um aus den Meßgrößen (Zählraten) relative Besetzungen der angeregten Zustände berechnen zu können, muß die relative Nachweiswahrscheinlichkeit Q_λ des betreffenden Beobachtungssystems bestimmt werden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Beobachtungssystems ist das Verhältnis von der Zahl $\dot{Z}_\lambda$ der im Detektor registrierten Photonen pro Zeiteinheit und Wellenlängenintervall zur Zahl N_λ der in das System einfallenden Photonen pro Zeiteinheit und Wellenlängenintervall. Damit ist die relative Nachweiswahrscheinlichkeit gegeben durch $Q_\lambda = (\dot{Z}_\lambda / \dot{Z}_{\lambda_0}) : (N_\lambda / N_{\lambda_0})$. Um Q_λ zu bestimmen, benötigt man daher eine Lichtquelle, für die das Verhältnis $N_\lambda / N_{\lambda_0}$ im betrachteten Wellenlängenbereich bekannt ist.

Hierzu steht eine von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) kalibrierte Wolframbandlampe zur Verfügung, deren relative spektrale Strahldichte R_λ im Wellenlängenbereich $400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 900 \text{ nm}$ bekannt ist. Der Verlauf von R_λ als Funktion der Wellenlänge λ ist in Abb. C-1 dargestellt. Die Bezugswellenlänge ist $\lambda_0 = 550 \text{ nm}$.

Definiert man R_λ durch

$$R_\lambda = \frac{\dot{N}_\lambda}{\dot{N}_{\lambda_0}} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot \frac{\Delta \lambda_0}{\Delta \lambda}$$

so erhält man für die relative Nachweiswahrscheinlichkeit Q_λ :

$$Q_\lambda = \frac{\dot{Z}_\lambda}{\dot{Z}_{\lambda_0}} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot \frac{1}{R_\lambda}$$

In die Bestimmung von Q_λ gehen also Meßgrößen $\dot{Z}_\lambda$, λ und R_λ ein.

Zur Durchführung der Kalibrierung des Systems wurde das Wolframband auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet und die Zählraten $\dot{Z}_\lambda$ als Funktion der Wellenlänge λ gemessen. Dabei wurde die Konstanz der Stromversorgung der Wolframbandlampe laufend überwacht.

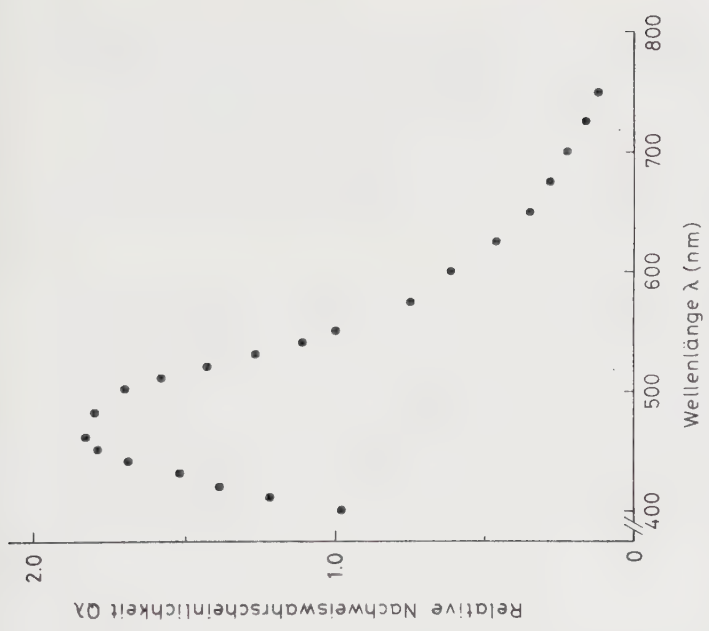


Abb. C-2: Relative Nachweiswahrscheinlichkeit Q_λ des Monochromatorsystems als Funktion der Wellenlänge λ . Komponenten des Beobachtungssystems: Monochromator Zeiss M20; Multiplier EMI 9558 QB.

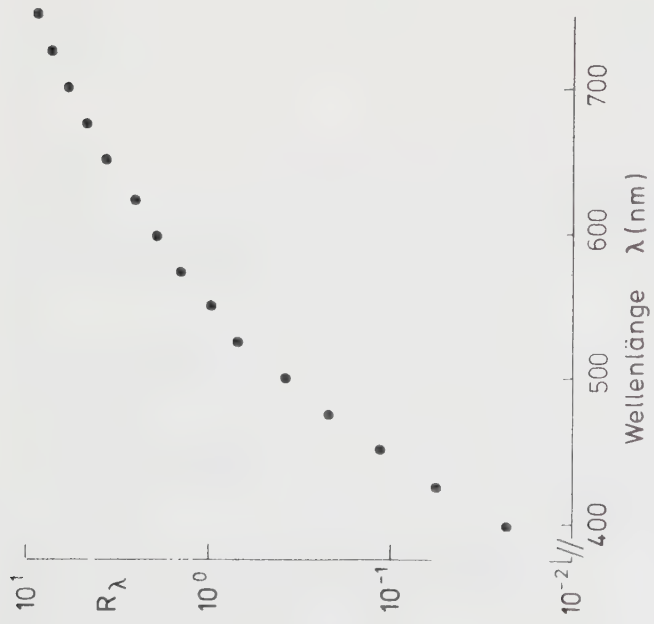


Abb. C-1: Relative Spektrale Strahldichte R_λ der zur Kalibrierung verwendeten Wolframbandlampe als Funktion der Wellenlänge λ . Bezugswellenlänge ist $\lambda_0 = 550 \text{ nm}$.

Da die Intensität der Lampe um Größenordnungen höher ist als die Intensität des leuchtenden Ionenstrahls, mußten zur Bestimmung von Q_λ die Spaltbreiten des Monochromators um einen Faktor 10 verringert werden. Um zu überprüfen, daß dies keinen Einfluß auf die Messungen von Q_λ hat, wurden von M. Reinke²⁵ Messungen bei verschiedenen Spaltbreiten durchgeführt, was jedoch keinen Einfluß auf Q_λ zur Folge hatte.

In den Abb. C-2 bis C-4 ist die relative Nachweiswahrscheinlichkeit des Monochromatorsystems mit den bei den vorliegenden Messungen benutzten verschiedenen Komponenten (Monochromator, Multiplier) dargestellt. Meßpunkte werden im Abstand von 10 nm bzw. 5 nm aufgenommen. Die typischen Spaltbreiten am Monochromator lagen zwischen 0,01 nm und 0,04 nm. Jeder Wert von Q_λ wurde aus einem Satz von mindestens drei unabhängigen Messungen gewonnen.

2. Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit hinter der Folie

Die genaue Kenntnis der Projektilgeschwindigkeit v hinter der Anregungsfolie ist für die vorliegenden Messungen aus zwei Gründen wichtig:

- a) Da die Abhängigkeit der Anfangsbesetzungen von der Projektilgeschwindigkeit v gemessen werden soll, ist es nötig, mit definierten Teilchengeschwindigkeiten hinter der Folie zu arbeiten, weil sonst die stark geschwindigkeitsabhängigen Umladungsquerschnitte zusätzliche systematische Fehler hervorrufen würden.
- b) Ein wesentlicher Teil der Daten über Anfangsbesetzungen wurde aus Messungen des exponentiellen Abfalls der Lichtintensität hinter der Folie gewonnen, wobei die gemessenen Zerfallskurven als Summe von Exponentialfunktionen analysiert werden.

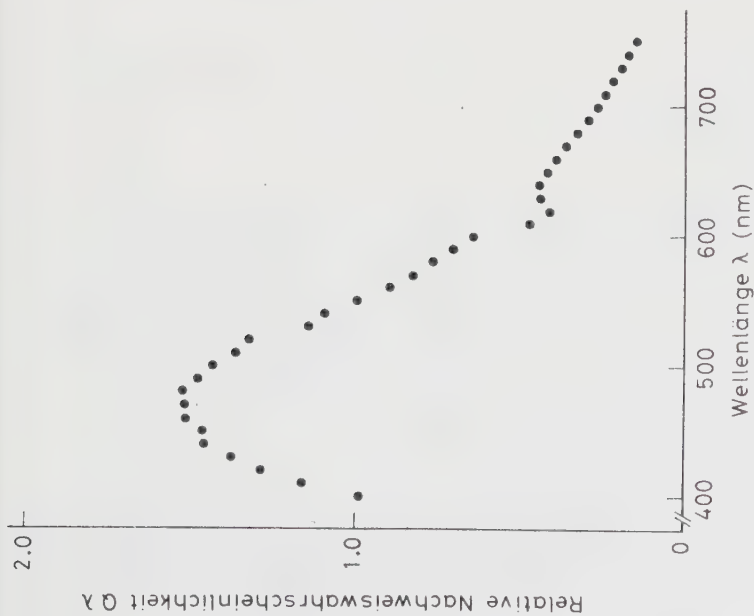


Abb. C-3: Relative Nachweiswahrscheinlichkeit Q_λ des Monochromatorsystems als Funktion der Wellenlänge λ . Komponenten des Beobachtungssystems: Monochromator Jobin Yvon HL; Multiplier EMI 9558 QB

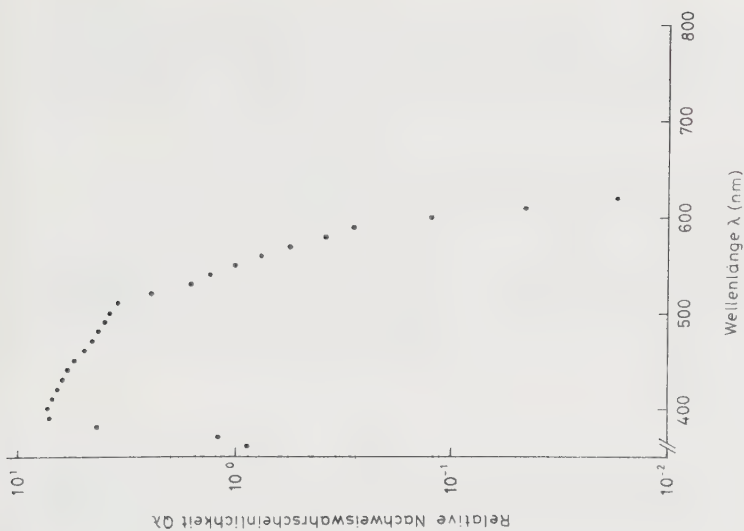


Abb. C-4: Relative Nachweiswahrscheinlichkeit Q_λ des Monochromatorsystems als Funktion der Wellenlänge λ . Komponenten des Beobachtungssystems: Monochromator Jobin Yvon HL; Multiplier RCA C 31000 M

Dabei wird der zeitliche Intensitätsabfall ($\sim \exp(-t/\tau)$) über $t=x/v$ in einen räumlichen abgebildet. Zur Umrechnung ist die Kenntnis der Teilchengeschwindigkeit v hinter der Folie nötig.

Auf diese Weise kann man neben den Anfangsintensitäten der beteiligten Zustände auch deren Lebensdauern τ ermitteln. Eine gleichzeitige experimentelle Bestimmung von Lebensdauern der angeregten Zustände ist insofern wichtig, als bei signifikanten Unterschieden zwischen gemessenen und theoretischen Lebensdauern die Verwendung theoretischer Übergangswahrscheinlichkeiten zur Bestimmung der Anfangsbesetzungen problematisch erscheint.

Die in der Arbeit von G. Heine²⁶ verwendeten Methoden (resonante Kernreaktionen, Quantum-Beat-Messung) kamen für die Geschwindigkeitsbestimmung nicht in Frage, da sie nur bei einzelnen Energien und bestimmten Projektilen anwendbar sind. Außerdem sind beide Verfahren sehr zeitaufwendig und können nicht simultan mit den Messungen der Anfangsbesetzungen durchgeführt werden.

Ohne Limitierung auf bestimmte Projektile bzw. Energien ist jedoch die Energiebestimmung mit Hilfe von elektrostatischen oder magnetischen Spektrometern möglich.

Aus diesem Grund wurde von H.H. Bukow und B. Classen ein elektrostatischer Energieanalysator konstruiert, mit dem Teilchenenergien bis zu 400 keV/Ladungseinheit mit einer Genauigkeit im Promille-Bereich bestimmt werden können. Die Analysatorkammer ist, in Strahlrichtung gesehen, hinter der Meßkammer angeflanscht, so daß sich simultan zu den spektroskopischen Messungen die Energien der geladenen Teilchen hinter der Folie messen lassen (s. Gesamtaufbau Abb. B-1). Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Analysator kalibriert und meßtechnisch verbessert.

Eine ausführliche Beschreibung des Gerätes und seiner ionenoptischen Eigenschaften ist in der Arbeit von Classen³³ zu finden, so daß hier nur in Kurzform das Arbeitsprinzip des Analysators beschrieben werden soll.

Die durch den Eintrittsspalt in den Analysator eintretenden Teilchen (Energie E_0 , Ladung q) gelangen nur dann durch den Austrittsspalt in den Detektor, wenn die Zentrifugalkraft gleich der Kraft auf die Ladung im elektrischen Feld ist, also

$$\frac{2E_0}{r} = q \cdot E \quad \begin{array}{l} E: \text{ radiale elektrische Feldstärke} \\ r: \text{ Ablenkradius} \end{array}$$

Die Feldstärke des radialen elektrischen Feldes eines zylindrischen Plattenkondensators ist gegeben durch

$$E = \frac{1}{r} \frac{\Delta U}{\ln \frac{r_a}{r_i}},$$

wobei ΔU die Spannungsdifferenz zwischen den beiden Platten, und r_a bzw. r_i der Krümmungsradius der äußeren bzw. der inneren Platte ist. Die obige Gleichung läßt sich dann umformen zu

$$\frac{2E_0}{r} = \frac{1}{r} q \frac{\Delta U}{\ln \frac{r_a}{r_i}}$$

oder

$$\frac{2E_0}{q \cdot \Delta U} = \frac{1}{\ln \frac{r_a}{r_i}} = k_0 = \text{const.} \quad (*)$$

Dies gilt nur für einen idealen Kondensator. Da jedoch an den Kondensatorenden Streufelder nicht zu vermeiden sind, müssen Feldbegrenzungsblenden angebracht werden, die nach Allison³⁴ die Gleichung (*) verändern, so daß gilt

$$\frac{2E_0}{q \Delta U} = k_0 + \kappa \cdot \Delta U \quad ; \quad \kappa = \text{const.} \quad (**)$$

Von Claassen³³ wurde versucht, durch geeignete Dimensionierung der Feldbegrenzungsblenden einen Ablenk Kondensator zu konstruieren, der einem idealen 90°-Kondensator entspricht, so daß die Teilchenenergie durch die Gleichung (*) gegeben ist. Dies ist jedoch aus fertigungstechnischen Gründen nicht gelungen, was sich bei der Kalibrierung des Analysators zeigt.

Zunächst wurde angenommen, daß der Analysator wie ein idealer Kondensator wirkt und die Energie der Teilchen auf der Sollbahn durch die Gleichung (*) beschrieben wird.

Wie aus der Abb. C-5 zu entnehmen ist, wird zur Messung der an einer Kondensatorplatte anliegenden Hochspannung die am Spannungsteiler abgegriffene Referenzspannung benutzt. Da die Widerstandswerte und insbesondere die Abhängigkeit von R_1 von der anliegenden Spannung nicht genau genug bekannt ist, wird die Charakteristik des Spannungsteilers zusammen mit dem nachgeschalteten Operationsverstärker und dem Digitalvoltmeter (DVM) mit Hilfe

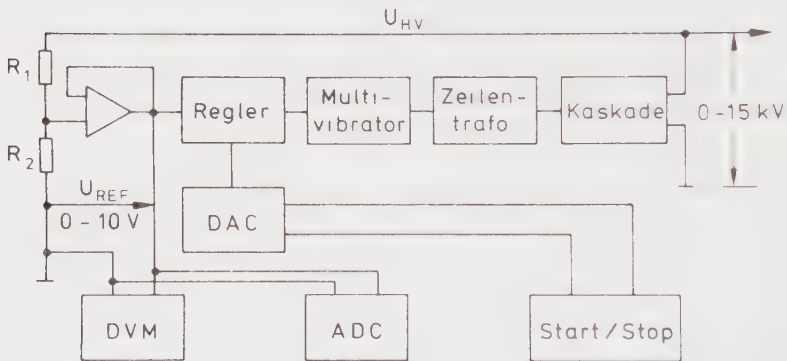


Abb. C-5: Blockschaltung eines Meßzweiges der Hochspannungsversorgung des elektrostatischen Analysators

einer kalibrierten Spannungsquelle ¹⁾ im Bereich zwischen 1 kV und 15 kV bestimmt. Die Meßwerte der Referenzspannungen der positiven und negativen Hochspannung sind in Tabelle C-1 aufgeführt.

1) Physikalisch Technische Bundesanstalt, Braunschweig

Tabelle C-1: Eich-tabelle der Referenzspannungen des Energie-
analysators. Der Fehler der Hochspannung $\Delta U/U$
ist $\approx 3 \cdot 10^{-4}$.

Hochspannung	Referenzspannung	
$ U_{HV} $	$ U_+ $	$ U_- $
(V)	(V)	(V)
1000	0,6699	0,6665
2000	1,3400	1,3353
3000	2,0114	2,0052
4000	2,6841	2,6762
5000	3,3580	3,3485
6000	4,0332	4,0217
7000	4,7095	4,6960
8000	5,3867	5,3713
9000	6,0648	6,0475
10000	6,7438	6,7243
11000	7,4234	7,4018
12000	8,1037	8,0800
13000	8,7852	8,7589
14000	9,4655	9,4380
15000	10,1478	10,1175

Da die Charakteristiken der Meßzweige für positive und negative Hochspannung geringfügig voneinander abweichen, und beide Schaltkreise einen gemeinsamen Sollwertgeber besitzen, wurde der Sollwert im negativen Zweig über ein Hilfspotentiometer so verändert, daß beide Hochspannungen betragsmäßig übereinstimmen. Wie in Abb. C-6 dargestellt, ist die verbleibende Asymmetrie kleiner als $5 \cdot 10^{-4}$ im gesamten Spannungsbereich.

Mit Hilfe dieser Kalibrierung wird die Energiebestimmung auf eine Spannungsmessung von U_{Ref} reduziert, da die Funktionen $E_O = f(U_{HV}) = g(U_{Ref})$ bekannt sind.

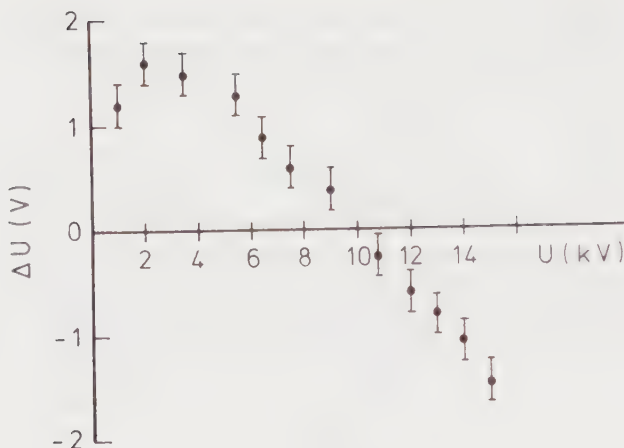


Abb. C-6: Asymmetrie $\Delta U = |U_{HV}^+| - |U_{HV}^-|$ der positiven und negativen Hochspannung als Funktion der mittleren Hochspannung $U = \frac{1}{2} (|U_{HV}^+| + |U_{HV}^-|)$.

Die Messung der Energieverteilung der geladenen Teilchen im Ionenstrahl geschieht nun folgendermaßen:

Zur Grobbestimmung der Energie der geladenen Teilchen werden beide Hochspannungen über ein Potentiometer kontinuierlich verändert, bis das Detektorsignal maximal ist. Als Detektor wird ein abgeschirmter Faradaybecher benutzt, wobei der gemessene Teilchenstrom über einen J-F-Wandler als Frequenz angezeigt wird (Arbeitsbereich: 10^{-6} A, ..., 10^{-11} A).

Die Messung des Energiespektrums der geladenen Teilchen ist automatisiert. Am Digital-Analog-Converter (DAC) wird durch zwei Potentiometer ein beliebiges Spannungsintervall ΔU definiert, in dem die Spannung in diskreten Schritten ($\Delta U/1000$) auf- und abwärts verändert wird. Die dabei anstehende Spannung U_{Ref}^+ wird in einem 4K-ADC eines Vielkanalanalysators ¹⁾ digitalisiert. Die auf den Digital-Processor dieses Gerätes gegebenen Detektorsignale werden in dem der Spannung U_{Ref} entsprechenden Kanal gespeichert.

1) Hewlett Packard 5416

In Abb. C-7 ist eine typische Messung der Energieverteilung eines ^4He -Strahls hinter der Anregungsfolie dargestellt.

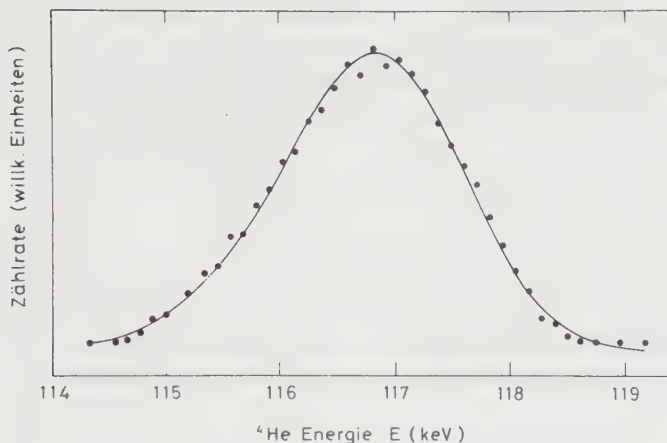


Abb. C-7: Mit dem elektrostatischen Analysator gemessene Energieverteilung eines ^4He -Strahls nach Durchgang einer Kohlenstoffolie.

An die gemessenen Energieverteilungen $Y(E)$ wird mit Hilfe eines Rechners eine Gauß-Funktion der Form

$$Y(E) = A_1 \cdot \exp\left(-\frac{(E - \bar{E})^2}{2\sigma^2}\right) + A_2$$

angepaßt, und so die mittlere Energie $\bar{E}$ und die Standardabweichung $\sigma = (8 \cdot \ln 2)^{-1/2} \cdot (\Delta E)_{1/2}$ bestimmt.

Das zur Verarbeitung der Meßdaten erforderliche Programmsystem (Eingabe, Rechnung, Darstellung) wurde erstellt und steht den Benutzern des Energieanalysators zur Verfügung.

Wie bereits erwähnt, besteht die Möglichkeit, daß die aus den anliegenden Spannungen und den geometrischen Daten berechnete Energie der Teilchen von ihrer tatsächlichen Energie abweicht. Aus diesem Grunde wurde mit einem unabhängigen Verfahren die Ge-

schwindigkeit der Atome hinter der Anregungsfolie bestimmt. Dazu bot sich die Methode der Beobachtung von Quantum-Beats^{35,36} zur Geschwindigkeitsbestimmung an.

Quantum-Beats - Cosinus-förmige Oszillationen geringer Amplitude, die dem exponentiellen Abfall der Lichtintensität überlagert sind - entstehen durch eine quantenmechanische Interferenz von Feinstruktur - bzw. Hyperfeinstrukturkomponenten eines Multipletts mit gleichem Endzustand. Dabei gehört zu jedem interferierenden Termppaar, gekennzeichnet durch den Gesamtdrehimpuls (J, J') bzw. (F, F'), eine Oszillationsfrequenz

$$\nu_{JJ'} = \frac{\Delta E_{\text{Feinstr.}}}{h} \quad \text{bzw.} \quad \nu_{FF'} = \frac{\Delta E_{\text{Hypf.}}}{h} .$$

Wegen der Vielzahl möglicher Kombinationen bereitet die Fourier-Analyse der sich überlagernden Frequenzen meistens erhebliche Schwierigkeiten.

Ein besonders einfacher Fall liegt beim Übergang $2^3S_1 - 3^3P_{0,1,2}$ im neutralen Helium (s. Abb. C-8) vor, der die Wellenlänge $\lambda = 388,9 \text{ nm}$ und die Lebensdauer $\tau = 95 \text{ ns}$ hat.

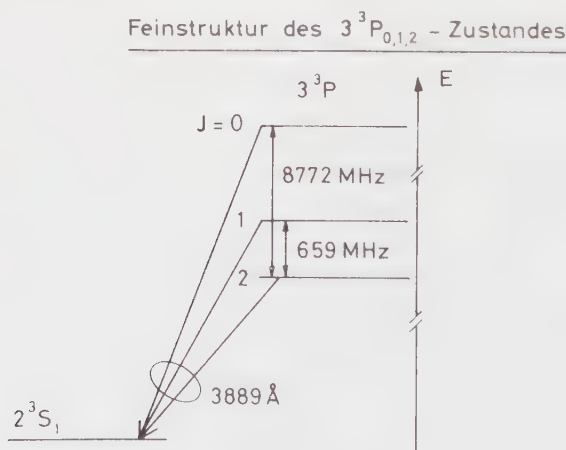


Abb. C-8: Feinstruktur des $3^3P_{0,1,2}$ -Zustandes des HeI

Hier treten nur zwei Oszillationsfrequenzen auf, nämlich $\nu_{O2} = 8772$ MHz und $\nu_{12} = 658,55$ MHz. Da die Frequenzen sich um eine Größenordnung unterscheiden, ist eine getrennte Beobachtung möglich. Zur Messung der 658,55 MHz-Beats wählt man die Fensterbreite Δx der Beobachtungsoptik so, daß über die 8772 MHz-Beats gemittelt wird ($\nu_{He}/\nu_{O2} < \Delta x$), während die 658,55 MHz-Beats aufgelöst werden. Die Länge des beobachteten Strahlstücks muß dann bei jeder Teilchengeschwindigkeit die Bedingung

$$\nu_{He}/\nu_{O2} < \Delta x < \nu_{He}/\nu_{12}$$

erfüllen. Die Messung der Quantum-Beats wurde bei vier Einschußenergien durchgeführt. Gleichzeitig wurden die Energieverteilungen der geladenen Teilchen mit dem Energieanalysator bestimmt. Abb. C-9 zeigt zwei der Quantum-Beat-Messungen, bei denen zwischen 40 und 60 Beat-Perioden aufgenommen sind. An die Meßdaten ist eine Funktion der Form

$$J(t) = J_0 \cdot \cos(\omega_{12} \frac{x}{v} + \phi) \cdot \exp(-x/v \cdot \tau_{3p})$$

angepaßt, wobei die Größen J_0 , ϕ , v und zur Kontrolle die bekannte Lebensdauer des 3^3P -Zustandes τ_{3p} variiert wurden (x : Abstand der Anregungsfolie vom Beobachtungsort). Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle C-2 aufgeführt.

Tabelle C-2:

Nr.	Quantum-Beat-Messung		Energieanalysator
	ν_{QB} (mm/ns)	E_{QB} (keV)	E (keV)
1	2,5744 ($\pm 0,0013$)	137,46 ($\pm 0,14$)	146,27 ($\pm 0,10$)
2	3,3358 ($\pm 0,0007$)	230,80 ($\pm 0,10$)	243,29 ($\pm 0,10$)
3	3,7971 ($\pm 0,0019$)	299,05 ($\pm 0,30$)	312,36 ($\pm 0,19$)
4	4,2409 ($\pm 0,0022$)	373,04 ($\pm 0,39$)	387,15 ($\pm 0,10$)

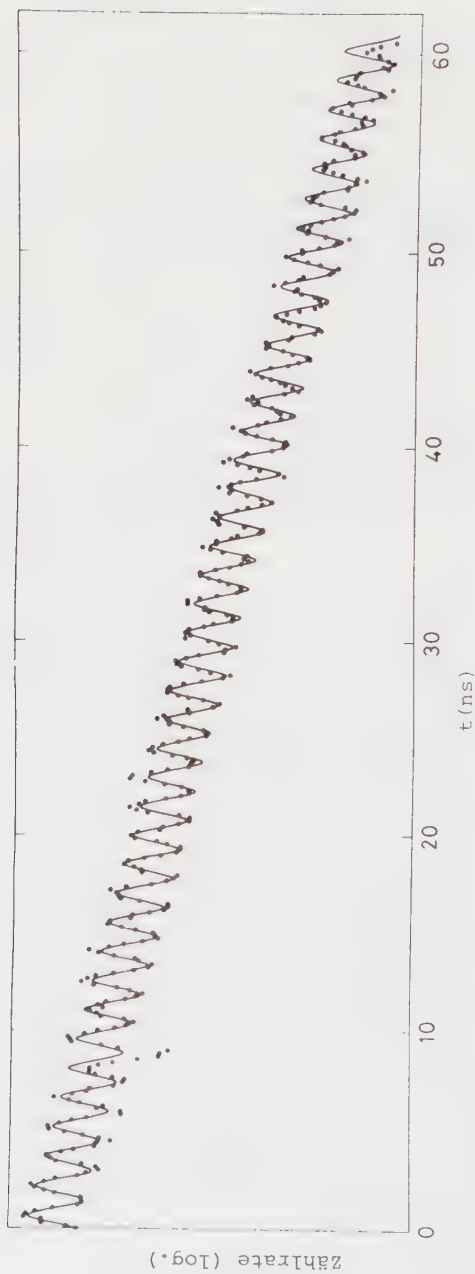
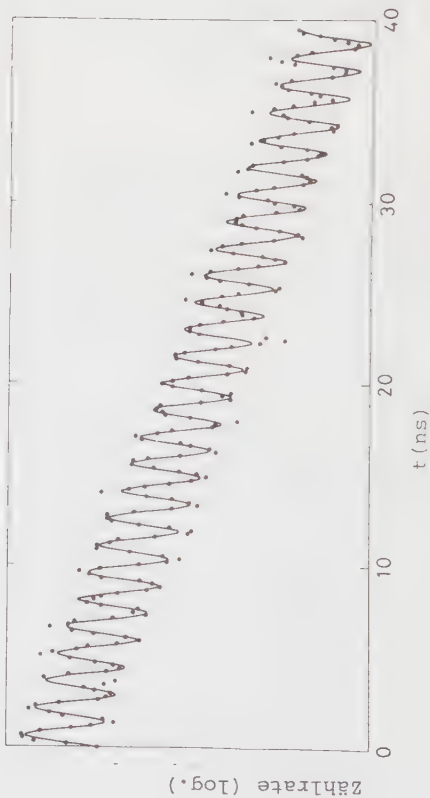


Abb. C-9: Messung der 658,55 Müz quantums-beats bei zwei verschiedenen Teilchenenergien hinter der Folie (oben: $E=230,80$ keV unten: $E=373,04$ keV). Aufgetragen ist die logarithmische Zählrate als Funktion der Zeit t . Die Amplitude der Oszillationen beträgt maximal 2000 Counts.



Die mit Hilfe der Quantum-Beat-Messung bestimmten Energiewerte weichen erheblich von den aus den Analysatordaten berechneten ab. Die aus letzteren berechneten Energien E_{HV} lassen sich darstellen als Polynom der Energien E_{QB}

$$E_{HV} = E_0 + a_1 E_{QB} + a_2 E_{QB}^2 + \dots$$

Eine lineare Regression führt zu dem Ergebnis, daß beide Meßdaten durch ein Polynom 2. Grades verknüpft sind mit den Parametern:

$$E_0 = 0,73 \text{ keV}; a_1 = +0,1073; a_2 = -0,001$$

Die Güte der Anpassung wird durch Tabelle C-3 veranschaulicht.

$E_{QB} \text{ (keV)}$	$E_{HV} \text{ (keV)}$	$E_{HV}^{Fit} \text{ (keV)}$	$(E_{HV} - E_{HV}^{Fit}) \text{ (keV)}$
137,46	146,27	146,33	- 0,06
230,80	243,29	243,04	+ 0,25
299,05	312,36	312,65	- 0,29
373,04	387,15	387,06	+ 0,09

Tabelle C-3: Vergleich zwischen gemessener und berechneter Energie und der Anpassung durch ein Polynom 2. Grades

Die Abweichung von gemessener Energie (Quantum-Beat-Messung) und der aus Gleichung (*) berechneten Energie läßt darauf schließen, daß der Energieanalysator nicht genau einen idealen 90° -Kondensator entspricht, sondern daß Gleichung (**) gilt mit

$$E = \frac{k_O}{2} q \Delta U + \frac{k}{2} q \Delta U^2$$

in Übereinstimmung mit dem der Messung angepaßten Eichpolynom.

Die bei den einzelnen Kalibrierungen gemessenen Abhängigkeiten der Größen

$$\begin{aligned} KNZ &= f(U_{Ref}^+) & ; KNZ &= \text{Kanalzahl im Vielkanalanalysator} \\ U_{HV}^+ &= f(U_{Ref}^+) \\ U_{HV}^- &= f(U_{Ref}^-) \end{aligned}$$

$$E_{HV} = f(\Delta U_{HV}), \quad \Delta U_{HV} = |U_{HV}^+| + |U_{HV}^-|$$

$$E_{HV} = f(E_{QB})$$

werden am besten durch Polynome 2. Grades beschrieben. Die Koeffizienten der Polynome sind in einem Unterprogramm des erwähnten Programmsystems gespeichert. Der Zusammenhang von Kanalzahl und positiver Referenzspannung wird bei jeder Meßreihe überprüft.

Der absolute Fehler der Energiebestimmung liegt zwischen $6 \cdot 10^{-4} \leq \frac{\Delta E}{E} \leq 1 \cdot 10^{-3}$. Für Energien $E < 100$ keV ist die Genauigkeit durch die Auflösung des verwendeten ADC begrenzt, die bei diesen Messungen 0,1 keV/Kanal beträgt.

3. Bestimmung der Massenbelegung von Kohlenstoff-Folien

Da beim Durchgang von Teilchen durch Materie die Umladungsquerschnitte und damit die Anteile der verschiedenen Ladungszustände von der Geschwindigkeit der Projektile hinter der Folie abhängen, ist es günstig, Folien gleicher Massenbelegung innerhalb einer Meßreihe zu verwenden. Würde man Folien unterschiedlicher Massenbelegung verwenden, müßten bei jedem Folienwechsel die Beschleunigungsspannung und das Magnetfeld des Analysiermagneten verändert werden. Dabei gingen bis zu 20 % der Zeit verloren, die die Folie als Anregungsmedium benutzt werden kann.

Ein geeignetes Meßverfahren, das empfindlich gegenüber kleinen Differenzen der Massenbelegung ist, ist die Dickenbestimmung der C-Folien durch die Messung der Lichttransmission. Dieses Verfahren wurde bereits von verschiedenen Autoren^{37,38} ausführlich diskutiert. Gemessen wird dabei die Intensität des durch die Folie transmittierten Lichtes als Funktion der Foliendicke. Der funktionale Zusammenhang zwischen Foliendicke x und Transmissionskoeffizient $T = J/J_0$ ist näherungsweise gegeben durch³⁹

$$T = \frac{a_1}{a_2} \exp(-4\pi kx/\lambda) \quad \text{mit} \quad a_1 = 16(n^2+k^2) \\ \text{und} \quad a_2 = ((n^2+1)^2+k^2)(n^2+k^2),$$

wobei x die Foliendicke ist, λ die Wellenlänge des verwendeten Lichts und $\bar{n} = n - ik$ der komplexe Brechungsindex. Diese Näherung hat nach Holl³⁷ für Schichtdicken (Kohlenstoff) $x > 600 \cdot 10^{-8}$ cm ($\approx 5 \mu\text{g cm}^{-2}$) und bei einer Wellenlänge von 400 nm einen Fehler von weniger als 2 %.

Bei Kenntnis der angegebenen Konstanten ist die Schichtdicke durch die Meßgrößen J und J_0 bestimmt. Zur Messung der beiden Lichtintensitäten wurde die in Abb. C-10 dargestellte Zweistrahl-Apparatur aufgebaut. Als Lichtquelle wurde eine Niederdruck-Spektrallampe (Kalium) eingesetzt, deren eng benachbarte Spektrallinien

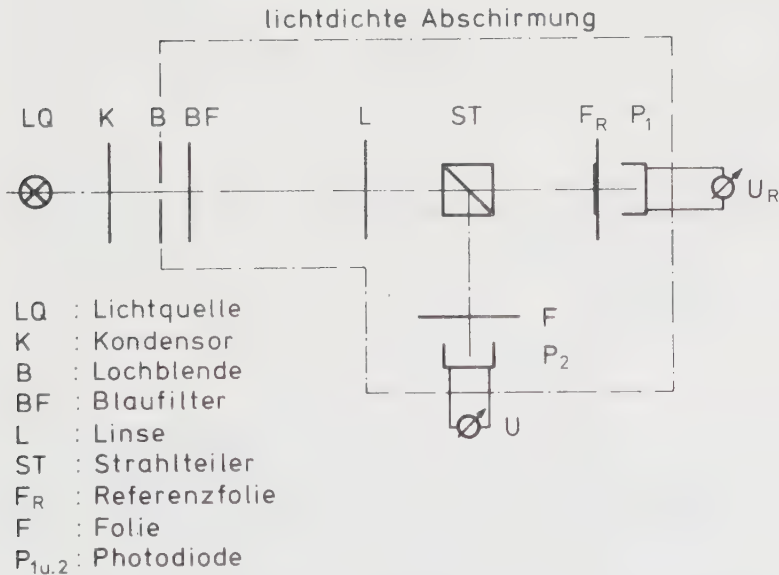


Abb. C-10: Schematischer Aufbau der Zweistrahl-Apparatur zur Messung der Transmission der Kohlenstoffolien

bei 404,4 nm und 404,7 nm durch ein Blaufilter selektiert werden. Eine Linse ($f=80$ mm, $\varnothing$ 40 mm) bildet die Lochblende im Maßstab 1:1 auf zwei Photodioden ¹⁾ ab. Unmittelbar vor der Photodiode P_1 befindet sich ein Folienrad mit 21 Positionen. Mit der Diode P_2 kann die Intensität J_0 oder das durch eine Folie mit bekannter Massenbelegung transmittierte Licht gemessen werden. Die zur Lichtintensität proportionalen Spannungen werden mit einem Digitalvoltmeter ²⁾ gemessen. Die einzelnen Bauelemente sind justierbar auf einer optischen Bank angeordnet, und ein lichtdichter, innen geschwärzter Kasten, in dessen Stirnwand die Lochblende eingelassen ist, ermöglicht eine untergrundfreie Messung.

Mit der beschriebenen Apparatur können die Intensitäten J und J_0 (bzw. J_R , falls eine Referenzfolie eingesetzt ist) für einen Satz von 21 Folien innerhalb weniger Minuten gemessen werden. Dabei ist der Fehler $\frac{\Delta T}{T}$ in der Bestimmung von T , der aus dem Fehler der Spannungen U und U_0 resultiert, kleiner als 1 % für Folien bis zu $30 \mu\text{g cm}^{-2}$.

Dies sagt jedoch noch nichts über den Fehler in der Bestimmung der Massenbelegung aus, da bei der Umrechnung von T in Δx die Fehler der optischen Konstanten n und k sowie der Fehler der Dichte ρ eingehen. Der Arbeit von Graff ³⁸ ist zu entnehmen, daß die aus der Gleichung

$$\ln \frac{1}{T} = \ln \frac{a_2}{a_1} + \frac{4\pi k}{\lambda} \Delta x$$

bestimmten Schichtdicken erheblich von den Aufdampfbedingungen abhängen. Daher wurde das Verfahren durch eine unabhängige Messung der Massenbelegung mit Hilfe der Rutherfordstreuung kalibriert.

Aus der Rutherford-Streureate $\dot{dN}$ und der Anzahl der auf das Target treffenden Projektile $\dot{N}_0$ kann man über die bekannte Beziehung

$$\dot{dN} = \dot{N}_0 \cdot \frac{N_L}{A_2} \cdot \rho \Delta x \cdot \frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega}(E, \theta, Z_1, Z_2) d\Omega$$

1) Laser Optronics OSI 5K

2) Analog Devices AD 2008 I/E

die Massenbelegung $\rho\Delta x$ eines Targets bestimmen, wenn der Streuquerschnitt $d\sigma_{\text{Ruth}}/d\Omega$ und der Raumwinkel $d\Omega$ bekannt sind (A_2 : Atomgewicht des Targetmaterials; N_L : Loschmidtzahl).

Mit dieser Methode wurden die Massenbelegungen von Folien, für die die Größe $\ln 1/T$ bekannt war, bestimmt. Das Experiment wurde mit einem $^4\text{He}^+$ -Strahl von 400 keV Energie unter einem Streuwinkel von $\theta=90^\circ$ (Laborsystem) durchgeführt. Der resultierende Meßfehler betrug 5 %. Zusätzlich wurde an einer Reihe von Folien der Energieverlust von Protonen bei 340 keV gemessen und daraus mit Hilfe von Literaturdaten ⁷¹ deren Massenbelegung bestimmt. Auch bei dieser Methode ist der resultierende Fehler $\lesssim 5\%$ für Massenbelegungen $\rho\Delta x > 5 \mu\text{g cm}^{-2}$.

Der schließlich ermittelte Zusammenhang zwischen $\ln 1/T$ und $\rho\Delta x$ ist in Abb. C-11 dargestellt.

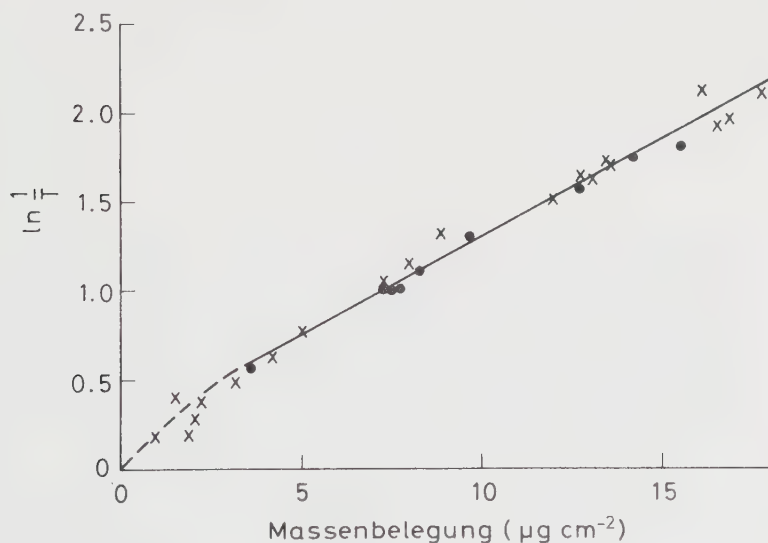


Abb. C-11: Zusammenhang zwischen $\ln(1/T)$ und der Massenbelegung $\rho\Delta x$ der Kohlenstofffolien.

● Rutherfordstreuung; x Energieverlust von Protonen ($E_0=340$ keV); — Eichgerade

Für Massenbelegungen zwischen $4 \mu\text{g cm}^{-2}$ und $18 \mu\text{g cm}^{-2}$ erhält man den erwarteten linearen Zusammenhang zwischen $\ln 1/T$ und $\rho\Delta x$. Die eingezeichnete Ausgleichsgerade wurde mit Hilfe der linearen Regression ermittelt. Die bei sehr kleinen Massenbelegungen durchgeführten Energieverlustmessungen weisen einen Fehler von bis zu 40 % (bei $1 \mu\text{g cm}^{-2}$) auf. Deshalb wurde die Ausgleichsfunktion in diesem Bereich nicht rechnerisch bestimmt sondern willkürlich eingezeichnet (unterbrochene Kurve).

Der für die Foliensortierung maßgebende Fehler in der Bestimmung der Massenbelegung bezogen auf eine Referenzfolie ist wesentlich geringer und beträgt $\Delta(\rho\Delta x)/\rho\Delta x \lesssim 2\%$. Da in der Regel Folien verwendet wurden, die einen Energieverlust verursachen, der kleiner als 10 % der Einschußenergie ist, fluktuiert die Energie hinter der Folie um maximal 0,2 % bei Folien, die die gleiche Transmission aufweisen.

D Bestimmung der Anfangsbesetzungen

1. Analyse von Zerfallskurven

Wie bereits in Abschnitt A2 erwähnt, kann die vom Beobachtungssystem nachgewiesene Zerfallsrate des Überganges $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ als Funktion des Abstandes x zwischen optischer Achse und Anregungs-ort durch eine Summe von Exponentialfunktionen dargestellt werden. Eine Anpassung der Meßgröße $\dot{Z}_{if}(x)$ an eine derartige Funktion

$$f(x) = \sum_{k=1}^{k_{\max}} A_k \cdot \exp(-x/(\nu \tau_k))$$

ermöglicht die Bestimmung der Parameter A_k und τ_k . Für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen erwies es sich als ausreichend, die Anzahl der Summanden auf $k_{\max}=3$ zu begrenzen. Dies ist keine wesentliche Einschränkung, da insgesamt nur eine geringe Anzahl von Kaskadenübergängen bei den Messungen auftrat. Dies liegt daran, daß sowohl die Besetzungen als auch die Übergangswahrscheinlichkeiten der energetisch höher liegenden Zustände stark abnehmen und ihre Lebensdauern in den meisten Fällen größer als die des beobachteten Überganges sind, so daß ihr Beitrag zur Gesamtzählrate vernachlässigbar wird.

Die Anpassung wird nach dem least-squares-Verfahren mit Hilfe eines von Bevington vorgeschlagenen Unterprogramms (CURFIT) durchgeführt, das sich durch besonders schnelle Konvergenz auszeichnet⁴⁰. Basierend auf diesem Unterprogramm wurde ein Programmsystem (SELFIT) entwickelt, mit dem beliebige Funktionen an die Meßdaten angepaßt werden, und die Ergebnisse numerisch und graphisch dargestellt werden können.

Da bei allen für diese Arbeit durchgeführten Messungen nur Kaskadenbeiträge von Kaskaden 1. Ordnung (d.h. Kaskaden von $|j\rangle \rightarrow |i\rangle$, wobei der Übergang $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ gemessen wird) beobachtet werden, wird der Zusammenhang der Parameter A_k mit den Besetzungen N_i^0 bzw. N_j^0 nur für diesen Fall abgeleitet.

Numeriert man aus Gründen der Einfachheit die beteiligten Zustände gemäß ihrer energetischen Lage von 1 bis $k_{\max}$, erhält man als

Zerfallsgleichung für den Zustand 1:

$$\frac{d}{dt} N_1(t) = - N_1(t) \cdot \frac{1}{\tau_1} + \sum_{j>1} N_j(t) \cdot A_{j1}$$

Die Integration dieser Gleichung führt zu ⁴¹

$$N_1(t) = N_1^0 \exp(-t/\tau_1) + \sum_{j>1} N_j^0 A_{j1} \left[\frac{1}{\alpha_1 - \alpha_j} \exp(-t/\tau_j) + \frac{1}{\alpha_j - \alpha_1} \exp(-t/\tau_1) \right],$$

wobei die A_{j1} Übergangswahrscheinlichkeiten sind, und die α_1 durch $\alpha_1 = 1/\tau_1$ definiert sind. Führt man nun einen Koeffizientenvergleich mit der Fitfunktion

$$f(t) = \sum_{k=1}^{k_{\max}} A_k \cdot \exp(-t/\tau_k)$$

durch, so erhält man

$$N_1^0 \sim \sum_{k=1}^{k_{\max}} A_k \quad \text{und} \quad N_k^0 \sim \frac{1 - \tau_k}{A_{k1}} A_k$$

wobei hier $2 \leq k \leq k_{\max}$ gilt.

Da gemäß Abschnitt A2, Gleichung (1), die normierte Anzahl der auf $t=0$ extrapolierten Zählereignisse ($\tau_k A_k$ für den Übergang $1 \rightarrow 0$ bzw. A_k für die Übergänge $k \rightarrow 1$) mit der entsprechenden Anfangsbesetzung N_k^0 durch eine Proportionalitätskonstante, die nur von der Geometrie des Beobachtungssystems, der Quantenausbeute $E(\lambda)\Delta\lambda$ und der Übergangswahrscheinlichkeit A_{10} abhängt, verknüpft sind, werden N_1^0 bzw. N_k^0 bestimmt durch:

$$N_1^0 = (A_{1f} \cdot E(\lambda) \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \frac{2\delta}{v})^{-1} \cdot \sum_{k=1}^{k_{\max}} A_k \quad (1)$$

$$N_k^0 = (A_{1f} \cdot E(\lambda) \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \frac{2\delta}{v})^{-1} \cdot \frac{1 - \alpha_k}{A_{k1}} A_k \quad (2)$$

Da die Nachweiswahrscheinlichkeit $E(\lambda)$ nur in relativer Form als $Q_\lambda = E(\lambda)/E(\lambda_0)$ bekannt ist, können die Anfangsbesetzungen ebenfalls nur in relativer Form angegeben werden. Bei der Verhältnissbildung verschwinden die Faktoren 2δ , $\Delta\lambda$ und $\Delta\Omega$, die als Kon-

stanten der Messung gewählt werden. Bei einer festen Teilchengeschwindigkeit v ist dann die Besetzung eines Zustandes $|i\rangle$, die am Übergang $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ beobachtet wurde, relativ zur Besetzung eines Zustandes $|j\rangle$ beobachtet am Übergang $|j\rangle \rightarrow |f'\rangle$ gegeben durch

$$\frac{N_i^0}{N_j^0} = \frac{\sum_{k=1}^{k_{\max}} A_k)_{if} \cdot (A_{if} \cdot Q_\lambda)^{-1}}{\sum_{k=1}^{k_{\max}} A_k)_{jf'} \cdot (A_{jf'} \cdot Q_{\lambda'})^{-1}} \quad (3)$$

Dabei sind λ bzw. λ' die Wellenlängen der beiden Übergänge. Falls die Besetzung eines der beiden Zustände über einen Kaskadenübergang bestimmt wurde, muß entsprechend Gleichung (2) verwendet werden.

Da in einer separaten Meßreihe die Zählrate des Referenzüberganges für alle verwendeten Teilchengeschwindigkeiten auf den einfallenden Teilchenstrom normiert wurde, können alle gemäß Gleich. (3) bestimmten relativen Anfangsbesetzungen auf die bei einer Teilchengeschwindigkeit gemessenen bezogen werden, so daß sowohl die Besetzungsverteilung bei einer Geschwindigkeit als auch die Besetzung als Funktion von v angegeben werden kann.

Die Bestimmung der Anfangsbesetzungen durch die Messung der Zerfallskurven ist sehr zeitaufwendig und nur dadurch gerechtfertigt, daß gleichzeitig die Lebensdauern der Zustände, die am Übergang direkt oder in Form von Kaskaden beteiligt sind, bestimmt werden können. Auf diese Weise kann durch den Vergleich von τ_{exp} und $\tau_{\text{theor.}} = \left(\sum_{f < i} A_{if \text{ theor.}} \right)^{-1}$ die Übergangswahrscheinlichkeit A_{if} , die einzige Größe, die der Messung hier nicht zugänglich ist, es sei denn für einen nicht verzweigten Zerfall des Zustandes ($\tau_i = A_{if}^{-1}$), kontrolliert werden.

Nur für den Fall der ns^1S -Zustände ($n=3,4,5$) im HeI treten signifikante Abweichungen zwischen τ_{exp} und $\tau_{\text{theor.}}$ auf⁴². Unter der Annahme, daß die theoretischen Verzweigungsverhältnisse A_{if}/A_{if} , korrekt sind, wird die Summe der Übergangswahrscheinlichkeiten so korrigiert, daß $\tau_{\text{exp}} = \left(\sum_{f < i} \text{const.} \cdot A_{if \text{ theor.}} \right)^{-1}$ gilt. Die korrigierten Übergangswahrscheinlichkeiten $A_{if \text{ kor.}} = \text{const.} \cdot A_{if \text{ theor.}}$ werden zur Bestimmung der Besetzungen

N_{ns1S}^O verwendet.

Alle zur Berechnung der Anfangsbesetzung benötigten Konstanten wurden bereits in Tabelle A-1 aufgeführt.

Messungen der Lebensdauern der angeregten Zustände des Lithium (LiI , $LiII$, $LiIII$) von Schürmann ⁴³ ergeben eine gute Übereinstimmung mit der Theorie ²³, so daß in diesem Fall auf eine Bestimmung der Lebensdauern verzichtet werden konnte.

Eine typische Meßkurve ist in Abb. D-1 dargestellt.

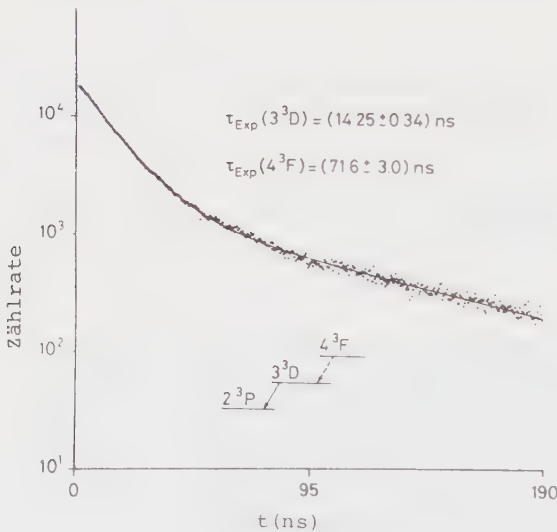


Abb. D-1: Zerfallskurve des $3d^3D-2p^3P$ -Überganges im HeI als Funktion der Flugzeit der Helium-Atome. Der Einfluß der $4f^3F-3d^3D$ -Kaskade ist deutlich sichtbar. Die durchgezogene Linie entspricht der angepaßten Funktion mit den angegebenen Parametern (Lebensdauern) τ_k .

2. Analyse von Spektren

Wenn die Lebensdauern von Zuständen, deren Zerfall beobachtet wird bekannt sind, dann ist es für die Bestimmung der Anfangsbesetzungen ausreichend, die Intensitäten der Übergänge in definiertem Abstand von der Folie zu messen und auf $t=0$ zu extrapolieren. Um dabei systematische Fehler aufgrund von Kaskadenbeiträgen zu vermeiden, sollte dieser Abstand so klein wie möglich sein. Da die Länge des beobachteten Strahlstücks zwischen 0,6 mm und 0,8 mm beträgt, wird ein Abstand von $x=0,9$ mm gewählt. Dies entspricht bei der niedrigsten Geschwindigkeit der angeregten Teilchen einer Flugzeit von $t_A=0,6$ ns, die klein ist gegenüber den Lebensdauern der betrachteten Zustände. Demzufolge liegt auch die Korrektur der gemessenen Intensitäten auf $t=0$ nur im Prozentbereich. Andererseits ist der Abstand von der Folie groß genug, um zu vermeiden, daß thermische Strahlung der Folie in das Beobachtungssystem gelangt und dadurch der Untergrund in starkem Maße erhöht wird.

Ein typisches Spektrum des angeregten Lithium zeigt Abb. D-2.

Die Intensität der Spektrallinien wird durch numerische Integration ermittelt unter Abzug eines Untergrundes der Form $J_u(\lambda) = a+b\lambda$, dessen dominierender Anteil von der Dunkelrate des Multipliers herrührt und somit unabhängig von der Wellenlänge λ ist. Zum Vergleich wurde eine Funktion der Form $f(x) = A \exp(-(x-x_0)^2 / 2\sigma^2) + B$ mit den freien Parametern A, B, x_0 und σ an die Meßdaten angepaßt, um die Halbwertsbreite der Spektrallinien zu ermitteln, die in allen Fällen gleich der Apparatebreite sein sollte. Nur in einem Fall ($\text{LiII}; 2p^1P-4s^1S; \lambda=503,9$ nm) trat eine Verbreiterung auf, die auf ein blending mit einem experimentell bisher nicht beobachteten Übergang zurückgeführt werden kann, der nach Rechnungen von Ahlenius et al. ⁴⁴ im Quartett-System des doppelt angeregten LiI auftreten muß (s. Anhang).

Die Integration der Fitfunktion führt innerhalb der statistischen Fehler zu gleichen Ergebnissen wie die numerische Integration. Die Berechnung der relativen Anfangsbesetzungen erfolgt wie bei der aus Zerfallskurven. Da bei der Spektrenmessung jeweils nur

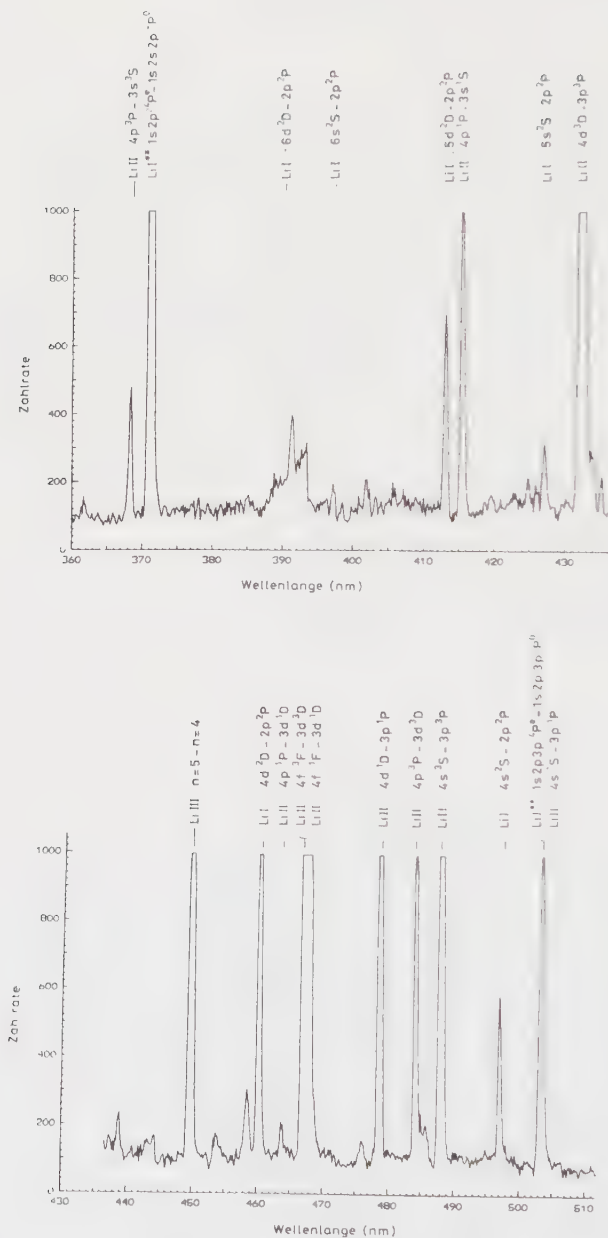


Abb. D-2: Spektrum des Lithium zwischen 360 nm und 510 nm bei 223,2 keV. Die Übergänge, mit Hilfe derer die Besetzungen der oberen Zustände bestimmt werden, sind eingezeichnet.

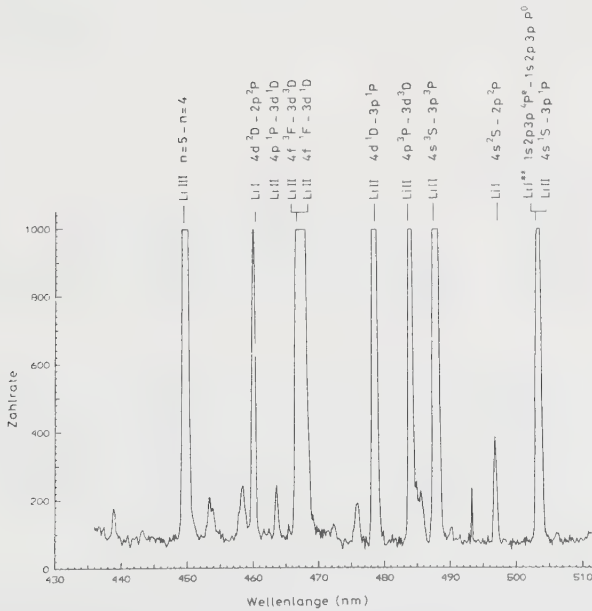
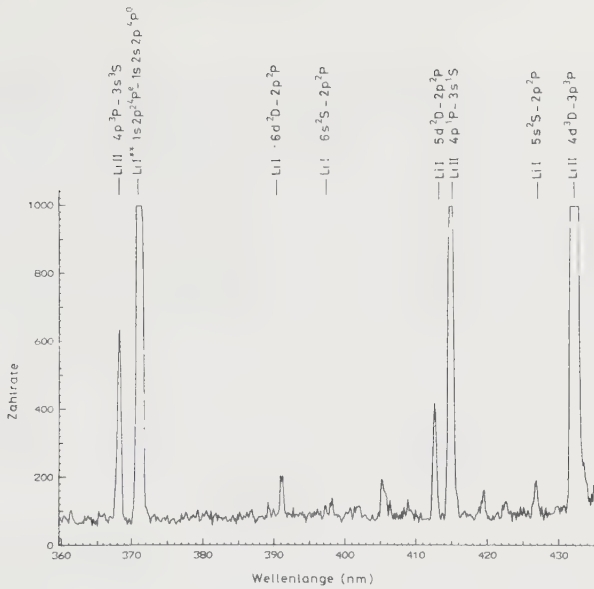


Abb. D-2: Spektrum des Lithium zwischen 360 nm und 510 nm bei 379,9 keV. Die Übergänge, mit Hilfe derer die Besetzungen der oberen Zustände bestimmt werden, sind eingezeichnet.

ein Punkt der Zerfallskurve im Abstand t_A/τ_i (τ_i sei die Lebensdauer eines beliebigen Zustandes $|i\rangle$ gemessen wurde, müssen die im Abstand $x_A = v \cdot t_A$ von Anregungsort gemessenen normierten Zählraten $\dot{Z}_{if}$ des Überganges $i \rightarrow f$ auf $t=0$ extrapoliert werden.

Um die Anfangsbesetzung zu erhalten, muß damit nur in Gleichung (1) der Faktor $\frac{1}{k} A_k$ durch $\dot{Z}_{if} \cdot \exp(t_A/\tau_i)$ ersetzt werden. Damit ist analog zu Gleichung (3) die relative Besetzung N_i^0/N_j^0 , die mit Hilfe der Übergänge $i \rightarrow f$ und $j \rightarrow f'$ mit den Wellenlängen λ und λ' gemessen wurde, gegeben durch

$$\frac{N_i^0}{N_j^0} = \frac{\dot{Z}_{if} \exp(t_A/\tau_i)}{\dot{Z}_{jf'} \exp(t_A/\tau_j)} \cdot \left(\frac{A_{if} Q_{\lambda'}}{A_{jf'} Q_{\lambda}} \right)^{-1} \quad (4)$$

Die Besetzungen der angeregten Zustände des Heliums und des Lithiums sind jeweils relativ zur Besetzung eines (willkürlichen) Referenzzustandes bestimmt worden. Das Verhältnis der Besetzungen der beiden Referenzzustände ist jedoch nicht bekannt.

3. Fehlerbetrachtung

In diesem Abschnitt sollen die möglichen Fehlerquellen, die bei beam-foil-Messungen auftreten können, hinsichtlich ihres Einflusses auf die Anfangsbesetzungen diskutiert werden.

a) Statistischer Fehler

Der statistische Fehler der relativen Besetzungen resultiert aus den statistischen Fehlern der Intensitätsmessungen, die bei den schwächsten Linien maximal 14 % betragen. Für die Mehrzahl der gemessenen Übergänge ist $(\Delta J/J)_{\text{stat}} \approx 0,03$.

b) Kaskadenfehler

Kaskadenfehler bedeuten hier die Nichtbeachtung bzw. die Vernachlässigung des Einflusses möglicher Kaskaden auf den beobachteten Übergang bei der numerischen Analyse der Meßkurven.

In den Fällen, in denen Zerfallskurven gemessen wurden, ist bei jeder Messung versucht worden, eine Summe dreier Exponentialfunktionen anzupassen. Dies war in keinem Fall erfolgreich, da der Vorfaktor der dritten Exponentialfunktion gegen Null konvergierte und die "Lebensdauer" τ Werte $\tau > 500$ ns annahm. Bei einer Meßstrecke von 200 ns bedeutet das, daß nicht berücksichtigte Kaskaden nur einen vernachlässigbaren Beitrag zur Gesamtintensität liefern.

In den Fällen, in denen die Besetzungen aus den Intensitäten der Spektrallinien berechnet werden, liegen bereits gemessene Zerfallskurven (beam-foil) vor, und der Einfluß der in diesen Messungen beobachteten Kaskaden auf die Intensität des primären Überganges kann berechnet werden. Er führt in jedem Fall zu einer Verkleinerung der Besetzung, die jedoch in allen Fällen kleiner als 1 % ist, da der Abstand Beobachtungsort - Anregungsort nur 0,9 mm beträgt. Dies entspricht bei der kleinsten verwendeten Teilchengeschwindigkeit einer Flugzeit von ca. 0,6 ns.

c) Unsicherheit in der Bestimmung des Zeitnullpunktes

Der Abstand von Anregungsort und Beobachtungsort ist auf $\Delta x = 0,04$ mm bekannt. Extrapoliert man die bei einem beliebigen Abstand x gemessenen Intensitäten auf $x=0$, erhält man für den relativen Fehler der Anfangsintensitäten

$$\left| \frac{\Delta J}{J} \right| = \exp(|\Delta t|/\tau) - 1 \quad \text{mit} \quad \Delta t = \frac{\Delta x}{v}.$$

Im ungünstigsten Fall, d.h. bei der kleinsten Teilchengeschwindigkeit und der kleinsten Lebensdauer ($\tau(^4\text{P}, \text{LiII}) = 0,32$ ns), ergibt sich

$$\left| \frac{\Delta J}{J} \right|_{\text{Zeitnullpunkt}} \approx 9 \%$$

d) Fehler der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit

Der von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt angegebene relative Fehler $\Delta Q_\lambda / Q_\lambda$ liegt für die verschiedenen Wellenlängen zwischen 3,8 % und 4 %.

Zur Berechnung des Gesamtfehlers der relativen Besetzungen wird einheitlich für alle Wellenlängen $\Delta Q_\lambda / Q_\lambda = 4 \%$ angenommen.

Aus den angegebenen Einzelfehlern wird für die relative Besetzung jedes Zustandes der Gesamtfehler berechnet. Die einzelnen Werte sind in den Tabellen E-1 bis E-3 aufgeführt.

E Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit werden relative Anfangsbesetzungen von 17 Zuständen des He I, 8 Zuständen des Li I und 8 Zuständen des Li II bei vier (Helium) bzw. sechs (Lithium) Teilchengeschwindigkeiten bestimmt.

Die aus den einzelnen Meßgrößen gemäß den in Abschnitt D angegebenen Gleichungen (Gl. 3 bzw. Gl. 4) berechneten relativen Besetzungen sind in den Tabellen E-1 bis E-3 aufgeführt, wobei auf den jeweils gleichzeitig gemessenen Referenzzustand normiert ist. Der zu jeder Tabelle angegebene Multiplikator ermöglicht die Normierung aller Besetzungen auf eine Teilchenenergie bzw. -geschwindigkeit und im Falle der Li I-Besetzungen die Normierung auf die Li II-Besetzungen.

Die in Klammern angegebenen Zahlen sind die gemäß Abschnitt D3 berechneten prozentualen Gesamtfehler der relativen Besetzung.

In den folgenden Unterabschnitten werden die relativen Besetzungen als Funktion der Quantenzahlen der betreffenden Zustände diskutiert (E1 bis E3). In Teil E4 erfolgt dann die Diskussion der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Besetzungen. Dort werden auch die relativen Besetzungen einzelner Zustände aus den Termssystemen des He II, Li III und Li I**, die in den Tabellen E-1 bis E-3 nicht aufgeführt sind, angegeben.

Tabelle E-1: Anfangsbesetzungen von Zuständen des He I relativ zur Besetzung des $3s^3S$ -Zustandes als Funktion der Energie. Die eingeklammerten Zahlen geben die relativen Fehler in Prozent an. Die Normierung aller Besetzungen auf $N_{3s^3S}^O$ ($E/A=15.6$ keV) geschieht durch die Multiplikation mit den angegebenen Multiplikatoren.

He I: $N_{nl^1,3L}^O / N_{3s^3S}^O$

Zustand	E/A (keV)			
	15,6	23,1	50,2	94,5
$3s^3S$	1	1	1	1
$3s^1S$	0,28(10)	0,30(10)	0,47(10)	0,50(11)
$4s^3S$	0,29(10)	0,30(10)	0,35(11)	0,37(12)
$4s^1S$	0,08(12)	0,11(13)	0,19(14)	0,16(16)
$5s^5S$	0,11(13)	0,13(13)	0,14(15)	0,13(18)
$3p^3P$	1,30 (8)	1,40 (8)	1,25 (9)	1,05 (9)
$3p^1P$	0,47 (7)	0,48 (7)	0,37 (8)	0,31 (8)
$4p^1P$	0,13 (9)	0,14 (9)	0,13(10)	0,12(12)
$3d^3D$	1,43 (7)	1,29 (7)	0,97 (7)	0,96 (7)
$3d^1D$	0,55 (7)	0,56 (7)	0,48 (7)	0,38 (8)
$4d^3D$	0,53 (7)	0,40 (7)	0,41 (8)	0,38 (8)
$4d^1D$	0,20 (8)	0,15 (8)	0,18 (8)	0,16 (8)
$5d^3D$	0,19 (8)	0,18 (8)	0,15 (9)	0,14(11)
$5d^1D$	0,08(13)	0,07(13)	0,10(14)	-
$6d^3D$	0,12(16)	-	0,10(18)	-
$4f^3F$	0,57(10)	0,48(13)	0,40(16)	-
$4f^1F$	0,17(11)	0,15(14)	0,15(18)	-
Multiplikator	1 (2)	1,39 (2)	1,28 (2)	0,65 (2)

Tabelle E-2: Anfangsbesetzungen von Zuständen des Li I relativ zur Besetzung des $4d^3D$ -Zustandes als Funktion der Energie. Die eingeklammerten Werte sind die prozentualen relativen Fehler. Die Normierung aller Besetzungen auf $N_{4d^3D}^O$ ($E/A=11,6$ keV) geschieht durch die Multiplikation mit den angegebenen Multiplikatoren.

Li II: $N_{nl1,3L}^O / N_{4d^3D}^O$

Zustand	E/A (keV)					
	11,6	16,3	26,1	37,2	48,6	63,3
$4d^3D$	1	1	1	1	1	1
$4s^3S$	0,43 (10)	0,44 (10)	0,46 (9)	0,48 (8)	0,49 (7)	0,50 (7)
$4s^1S$	0,12 (30)	0,15 (26)	0,19 (23)	0,21 (21)	0,26 (18)	0,27 (16)
$4p^3P$	0,93 (12)	1,02 (11)	1,05 (10)	1,05 (10)	1,06 (9)	1,07 (9)
$4p^1P$	0,22 (14)	0,24 (12)	0,30 (12)	0,30 (11)	0,33 (10)	0,35 (9)
$4d^1D$	0,23 (9)	0,27 (9)	0,29 (8)	0,27 (8)	0,29 (8)	0,30 (8)
$4f^3F$	0,92 (10)	0,88 (10)	0,82 (10)	0,70 (10)	0,69 (10)	0,68 (10)
$4f^1F$	0,31 (12)	0,29 (12)	0,27 (12)	0,24 (12)	0,23 (12)	0,22 (12)
Multiplikator	1	(2) 5,69 (2)	11,1 (2)	15,6 (2)	18,0 (2)	18,0 (2)

Tabelle E-3: Anfangsbesetzungen von Zuständen des Li I relativ zur Besetzung des $4d^2D$ -Zustandes als Funktion der Energie. Die eingeklammerten Werte sind die prozentualen relativen Fehler. Die Normierung aller Besetzungen auf $N_{4d^3D}^0$ ($E/A=11,6$ keV) des Li II geschieht durch die Multiplikation mit den angegebenen Multiplikatoren.

Li I: $N_{nl^2L}^0/N_{4d^2D}^0$

Zustand	E/A (keV)					
	11,6	16,3	26,1	37,2	48,6	63,3
$4d^2D$	1	1	1	1	1	1
$5d^2D$	0,44 (8)	0,44 (6)	0,45 (7)	0,50 (8)	0,52 (10)	0,54 (10)
$6d^2D$	0,26 (9)	0,27 (6)	0,28 (8)	0,30 (8)	0,31 (10)	0,31 (12)
$7d^2D$	0,15 (13)	0,16 (12)	0,19 (16)	0,20 (20)	-	-
$4s^2S$	0,44 (8)	0,47 (7)	0,57 (7)	0,70 (8)	0,66 (9)	0,76 (10)
$5s^2S$	0,20 (10)	0,22 (9)	0,26 (9)	0,36 (10)	0,39 (10)	0,42 (12)
$6s^2S$	0,11 (14)	0,13 (14)	0,19 (12)	0,21 (13)	0,23 (16)	0,23 (17)
$7s^2S$	0,06 (18)	0,06 (20)	0,10 (27)	0,15 (32)	-	-
$3d^2D$	-	-	-	2,45 (8)	-	2,34 (10)
Multipli- kator	6,54 (2)	11,4 (2)	6,08 (2)	2,48 (2)	1,28 (2)	0,76 (2)

1. Relative Besetzungen als Funktion der Hauptquantenzahl n

In Abb. E-1 sind die Anfangsbesetzungen der nd^3D -Zustände von He I als Funktion von n doppellogarithmisch dargestellt. Die Besetzungen lassen sich durch ein Potenzgesetz der Form

$$N_{nl}^0/N_{n'l}^0 \sim (n/n')^{-x}$$

beschreiben, wobei der Exponent eine schwache Abhängigkeit von der Teilchenenergie zeigt. Die durch lineare Regression ermittelten Exponenten x liegen im Intervall $3 \leq x \leq 4$ mit einem nach oben abgeschätzten Fehler von $|\Delta x| = 0,5$.

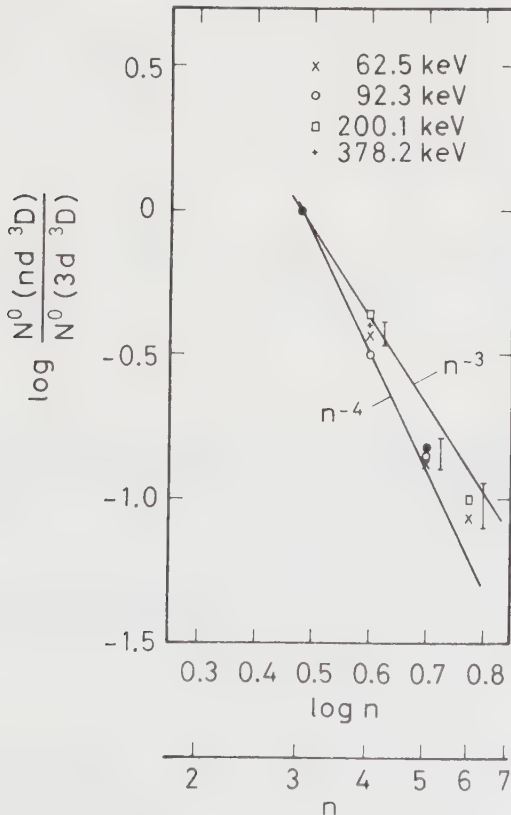


Abb. E-1: Relative Anfangsbesetzungen der nd^3D -Zustände des He I als Funktion der Hauptquantenzahl n bei verschiedenen Teilchenenergien. Normiert ist auf die Besetzung $N^0(3d^3D)$.

Eine ebensolche Skalierung mit der Hauptquantenzahl zeigen auch die Besetzungen der s- und p-Zustände. Mit steigender Projektilenergie scheint x abzunehmen. Dies gilt jedoch nicht für jede der untersuchten nl-Reihen; die Änderungen des Exponenten bleiben innerhalb der Fehlergrenzen.

In Tabelle E-4 sind die Exponenten aller gemessener nl-Reihen des He I aufgeführt. In einigen Fällen konnten nur die Besetzungen von zwei Zuständen gemessen werden. Hier ist die Berechnung des Exponenten nur dadurch gerechtfertigt, daß die Gültigkeit des Potenzansatzes experimentell gesichert scheint.

Tabelle E-4: Abhängigkeit der Besetzung von der Hauptquantenzahl n für He I-Zustände. Aufgeführt sind jeweils die aus den Beziehungen $N_{nl}^0 \sim n^{-x}$ berechneten Exponenten x (Fehler $\Delta x \pm 0,5$).

E/A (keV)	15,6	23,1	50,2	94,5	
n^3S	4,3	4,0	3,8	3,6	
n^1S 1)	4,3	3,5	3,2	3,9	1) Aus nur zwei Meßpunkten berechnet
n^1P 1)	4,5	4,3	3,6	3,3	
n^3D	3,7	3,8	3,4	3,7	
n^1D	3,7	3,8	3,1	3,0	1)

Im neutralen Lithium konnte die n-Abhängigkeit der s- und d-Zustände für $3 \leq n \leq 7$ bestimmt werden. Man erhält ebenfalls eine Proportionalität zu n^{-x} , wobei wiederum der Exponent mit wachsender Energie abnimmt. Abb. E-2 zeigt die Meßwerte für die nd-Reihe zusammen mit den durch lineare Regression ermittelten Ausgleichsgeraden für die höchste und die niedrigste Teilchenenergie. In Tabelle E-5 sind alle berechneten Exponenten x aufgeführt.

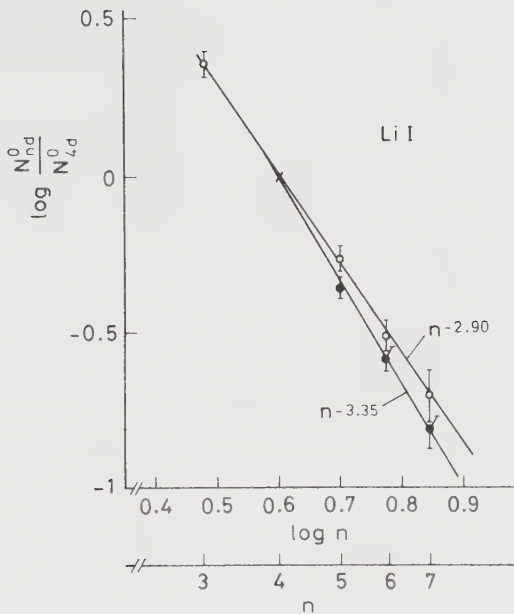


Abb. E-2: Relative Anfangsbesetzungen der nd^2D -Zustände des Li I als Funktion der Hauptquantenzahl n für die niedrigste (●) bzw. höchste (○) im Experiment verwendete Teilchenenergie.

Tabelle E-5: Abhängigkeit der Besetzung von der Hauptquantenzahl n für Li I-Zustände. Aufgeführt sind jeweils die aus der Beziehung $N_{n1}^O \sim n^{-x}$ berechneten Exponenten x .

E/A (keV)	11,6	16,3	26,1	37,2	48,6	63,3
n^2S 1)	3,5	3,6	3,0	2,8	2,6	2,6
n^2D 2)	3,35	3,32	2,97	2,98	2,90	2,90

1) Fehler $\Delta x \approx 0,5$

2) Fehler $\Delta x \approx 0,25$

In den Fällen, in denen nur die Besetzung von drei Zuständen mit aufeinanderfolgendem n gemessen werden konnte, könnte die n -Abhängigkeit auch durch ein Exponentialgesetz der Form $N_{nl}^0 = a_1 \cdot \exp(-a_2 n)$ beschrieben werden, da dann die Differenzen zwischen Exponential- und Potenzfunktion klein gegen die Fehler der Meßpunkte sind. Da jedoch beim Li I für zwei Projektilenergien Meßwerte von fünf Zuständen ($3 \leq n \leq 7$) vorliegen, ist eine Unterscheidung der Güte beider Anpassungen möglich. In Abb. E-3 sind die Besetzungen der nd -Zustände bei $E/A = 63,3$ keV als Funktion von n dargestellt. An die Meßdaten wurde eine Potenzfunktion der Form $N_{nd}^0 = b \cdot n^{-x}$ und eine Exponentialfunktion der Form $N_{nd}^0 = a_1 \cdot \exp(-a_2 \cdot n)$ angepaßt. Die Anpassung mit der Exponentialfunktion liefert für die Besetzungen der Zustände mit $n=7$ und $n=3$ deutlich schlechtere Ergebnisse.

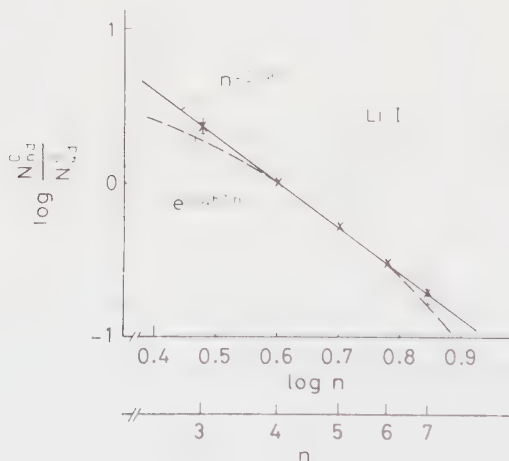


Abb. E-3: Relative Anfangsbesetzungen der nd^2D -Zustände des Li I als Funktion von n für $E/A = 63,3$ keV.

Ähnliches wurde bereits von Davidson ¹⁹ für die nd -Reihe des He I gezeigt, obwohl die Genauigkeit der Daten es nicht zuließ, eine exponentielle n -Abhängigkeit völlig auszuschließen.

Aufgrund der Ergebnisse dieser Arbeit für die n -Abhängigkeit der Besetzung kann eine Skalierung mit n^{-x} als gesichert angenommen werden. Da die ermittelten Exponenten der verschiedenen nl -Reihen innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen, hängt der Exponent offenbar nicht von der Bahndrehimpulsquantenzahl l ab. Dies wird auch durch Messungen von Davidson bestätigt, die Anfangsbesetzungen im He I-System bei 200 keV Projektilenergie gemessen hat. Ein Vergleich der von ihr ermittelten Exponenten mit den in dieser Arbeit bestimmten zeigt eine gute Übereinstimmung (s. Tabelle E-6).

Tabelle E-6: Vergleich der n -Abhängigkeit der Besetzung von Zuständen des He I mit Ergebnissen von Davidson bei 200 keV Projektilenergie. Angegeben sind die jeweils ermittelten Exponenten.

	n^1S	n^1P	n^1D	n^3S	n^3D
Davidson ²⁾	$2,7 \pm 0,6$	$3,0 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,4$	$4,0 \pm 0,5$	$2,7 \pm 0,2$
diese Arbeit ¹⁾	$3,2$	$3,6$	$3,1 \pm 0,5$	$3,8 \pm 0,5$	$3,4 \pm 0,5$

- ¹⁾ Ohne Fehlerangabe, da nur zwei Meßpunkte vorhanden sind.
²⁾ Der angegebene Fehler beinhaltet nicht die Unsicherheit der Übergangswahrscheinlichkeiten (im Gegensatz zu dieser Arbeit).

Die von Davidson angegebenen Exponenten sind mit Ausnahme der n^3S -Reihe mit $x=3$ verträglich. Für die 3S -Zustände schlägt sie eine Proportionalität der Form $N_{n^3S}^0 \sim (n-1)^{-x}$ vor mit der Begründung, daß der Grundzustand des Triplett-Systems die Hauptquantenzahl $n=2$ habe (im Gegensatz zum Singulett-System mit $n_g = 1$). Diese Begründung ist jedoch nicht stichhaltig, da dies dann für alle Triplett-Zustände gelten müßte.

Die n -Abhängigkeit ändert sich nur geringfügig mit der Teilchenenergie, was sowohl für He I als auch für Li I gilt. Es besteht eine Tendenz, daß der die Proportionalität charakterisierende Exponent mit wachsender Teilchenenergie abnimmt. Diese Änderung ist jedoch bei Berücksichtigung der Fehler nicht signifikant (s. Abb. E-4), so daß es gerechtfertigt erscheint, einen middle-

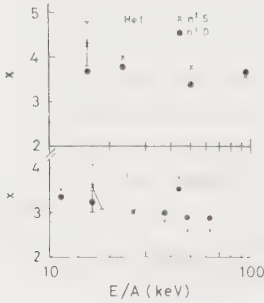


Abb. E-4: Exponent x als Funktion der Teilchenenergie E/A . Die Werte der die n -Abhängigkeit beschreibenden x sind den Tabellen E-4 bzw. E-5 entnommen. Die angegebenen Fehlerzahlen sind charakteristisch für alle Werte von x .

ren Exponenten anzugeben, der die n -Abhängigkeit im betrachteten Energieintervall beschreibt, unabhängig von der Teilchenenergie und unabhängig von der Bahndrehimpulsquantenzahl der betrachteten Zustände. Dabei ergibt sich für die He I-Zustände ein Exponent von $x = 3,5 \pm 0,5$ und für die Li I-Zustände $x = 3,1 \pm 0,4$. Die gemittelten Meßpunkte sind in Abb. E-5 für beide Projektile dargestellt.

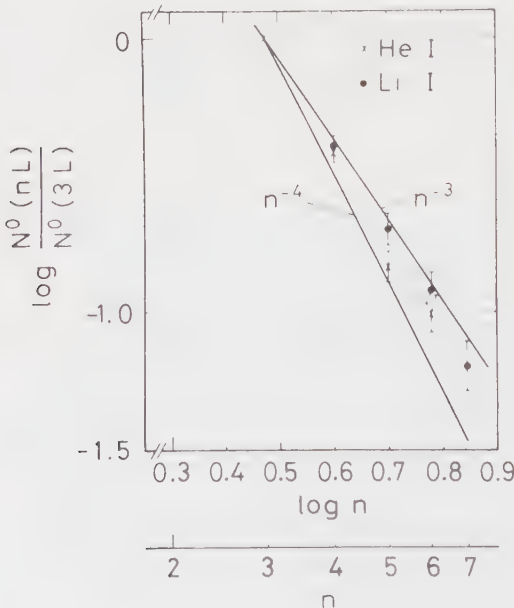


Abb. E-5: Relative Anfangsbesetzungen von Zuständen des He I und Li I als Funktion von n . Gemittelt wurde über die Bahndrehimpulsquantenzahl 1 und die Teilchenenergie E .

Mit den vorliegenden Messungen wird damit erstmalig experimentell nachgewiesen, daß die n^{-x} -Skalierung im Energiebereich von $10 \text{ keV} \leq E/A \leq 100 \text{ keV}$, in dem die Beam-Foil-Spektroskopie an leichten Ionen bevorzugt stattfindet, das Experiment beschreibt und der Exponent x innerhalb eines nach oben abgeschätzten Fehlers von $\Delta x = \pm 0,5$ unabhängig von Projektilenergie bzw. -geschwindigkeit ist.

Die n -Abhängigkeit der Besetzungen der angeregten Zustände von Helium und Lithium wurde von Andresen et al. ⁴⁵ nach Anregung in Gasen unter Einzelstoßbedingungen untersucht, mit dem Ergebnis, daß auch hier eine Skalierung gemäß n^{-x} gilt, die unabhängig von der Bahndrehimpulsquantenzahl l ist. Für die nd^2D -Sequenz des Li I (${}^7\text{Li}^+ \rightarrow \text{He}$; $E({}^7\text{Li}^+) = 5 \text{ keV}$) ist ein Exponent $x = 4,3$ angegeben. Extrapoliert man die in der vorliegenden Arbeit bestimmten Exponenten der nd^2D -Sequenz auf die entsprechende Energie, erhält man $x = 4,2$.

Messungen zur n -Abhängigkeit liegen nunmehr für Zustände mit $3 \leq n \leq 7$ vor. Es erhebt sich die Frage nach der Gültigkeit der n^{-x} -Skalierung außerhalb dieses Intervalls Δn .

Da nur relative Besetzungen bekannt sind, können über die Besetzung des Grundzustandes nur qualitative Angaben gemacht werden, indem man Anregungsfunktionen mit dem Verlauf des Ladungsanteils des betreffenden Ladungszustandes vergleicht (s. Abschnitt E4). Danach erscheint eine Extrapolation der Besetzung gemäß n^{-x} bis zum Grundzustand nicht möglich.

Im Falle von Zuständen mit $n > 7$ können nur die folgenden Konvergenzbetrachtungen angestellt werden, die jedoch kein hinreichender Beweis für die Gültigkeit der n^{-x} -Skalierung für alle n sind.

Die Summe aller Besetzungen muß endlich sein, d.h. die Reihe

$$\sum_{n=n_{\text{Ref}}}^{\infty} N_{nl}^{\text{O}} = N_{n_{\text{ref}}l}^{\text{O}} \cdot \sum_{n=n_{\text{Ref}}}^{\infty} (n/n_{\text{Ref}})^{-x}$$

muß konvergieren. Wäre dies nicht der Fall, dürften nur Zustände

bis zu einem gewissen $n_{\max}$ besetzt werden, welches aus dem Experiment zu bestimmen wäre. Reihen der Form $R_n = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-x}$ konvergieren jedoch für $x > 1$ ⁴⁶, so daß sich hieraus kein Argument gegen die Extrapolation ableiten läßt.

Auch die gesamte Besetzung aller Zustände muß endlich sein, d.h.

$$\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{n-1} N_{nl}^O = N_{10}^O \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{n-1} f(l) \cdot n^{-x}$$

muß endlich sein. Dies läßt nur dann eine Besetzung der Zustände gemäß ihrem statistischen Gewicht (d.h. $f(l) = 2l+1$) zu, wenn $x > 3$ ist, da $\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2$.

Aus diesem Grunde erscheint eine Besetzungsverteilung, die proportional $(2l+1)$ ist, allenfalls bei kleinen Teilchengeschwindigkeiten möglich.

In Abb. E-6 ist die totale Besetzung der Zustände $\sum_{l=0}^{l_{\max}} N_{nl}^O$ als Funktion von n für He I dargestellt. Für $n > 4$ konnten nur die Besetzungen der Zustände mit $l \leq 3$ experimentell bestimmt oder aus der experimentell bestimmten n -Abhängigkeit extrapoliert werden. Die Besetzungen N_{2s}^O bzw. N_{2p}^O wurden ebenfalls aus der experimentell bestimmten n -Abhängigkeit der Besetzungen der ns- bzw. np-Reihen extrapoliert.

Für $n \leq 4$ sind die Daten proportional zu $n^{-(2,9 \pm 0,3)}$ für alle Teilchengeschwindigkeiten. Da für $n > 4$ die Besetzungen aller Zustände mit $l > 3$ nicht bekannt sind und daher bei der Summenbildung nicht berücksichtigt werden können, fällt die totale Besetzung für $n > 4$ steiler ab.

Diese n^{-x} -Skalierung ($x \approx 3$) der totalen Besetzung ist in der Literatur bisher nicht diskutiert worden, da nur die n -Abhängigkeit einzelner nl-Reihen untersucht worden ist.

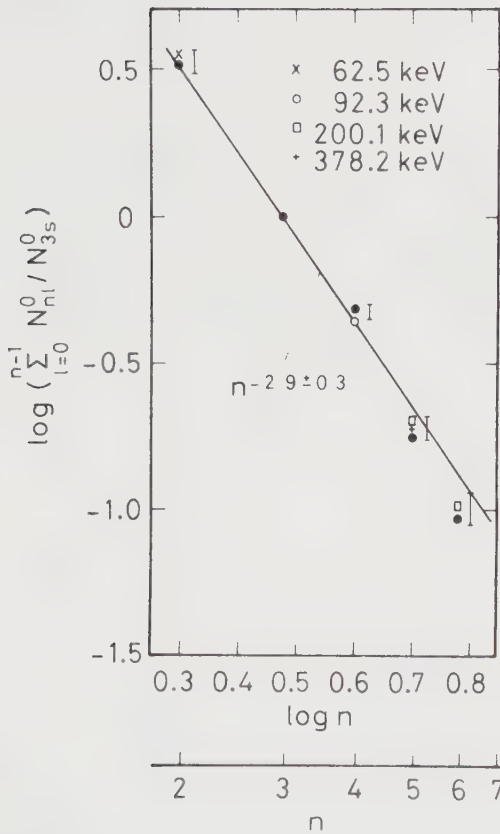


Abb. E-6: Totale Besetzung als Funktion von n für verschiedene Teilchenenergien. Die mit ● bezeichneten Werte wurden bei mehr als einer Teilchenenergie ermittelt.

2. Relative Besetzungen als Funktion der Bahndrehimpulsquantenzahl 1

In Abb. E-7 sind die relativen Besetzungen von Zuständen des He I und Li II ($n=3,4$) als Funktion von l dargestellt. Normiert ist dabei auf den jeweiligen s-Zustand. Auffallend ist, daß bei niedrigen Teilchengeschwindigkeiten die Zustände mit maximalem l am stärksten besetzt sind. Mit steigender Teilchengeschwindigkeit wandert das Maximum der Besetzung zu Zuständen mit niedrigerem l , bis dann bei der höchsten Teilchengeschwindigkeit ($v=4,3$ mm/ns für Helium) eine Gleichbesetzung bzw. eine leichte Überbesetzung der s-Zustände erreicht wird.

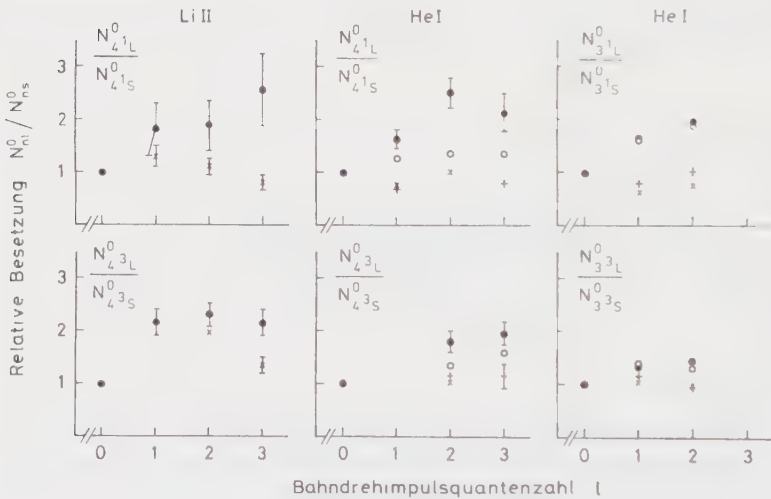


Abb. E-7: Relative Besetzung N_{nl}^0/N_{ns}^0 als Funktion der Bahndrehimpulsquantenzahl l . Normiert ist auf den jeweiligen s-Zustand. Für die relativen Besetzungen N_{31}^0/N_{3s}^0 des He I (Singulett und Triplet) ist der relative Fehler $\approx 10\%$.

Li II: ● 69,6 keV; x 379,8 keV

He I: ● 62,5 keV; o 92,3 keV; + 200,1 keV, x 378,2 keV

Beim Li II ist die Überbesetzung der s-Zustände bei der maximalen Teilchengeschwindigkeit ($v=3,5$ mm/ns) noch nicht erreicht.

Die Trends der Besetzungsverhältnisse innerhalb der Singulett- und Triplett-Systeme beider Atome mit der Teilchengeschwindigkeit sind ähnlich, ausgenommen bei den Verhältnissen N_{43D}^O/N_{43S}^O und N_{43P}^O/N_{43S}^O des Li II, die fast unabhängig von der Teilchengeschwindigkeit sind. Da die Besetzung des 4^3P -Zustandes aus Messungen zweier verschiedener Übergänge ($3s^3S-4p^3P$; $\lambda=368,4$ nm und $3d^3D-4p^3P$; $\lambda=484,1$ nm) bestimmt wurde, könnte ein nicht berücksichtigter systematischer Fehler bei der Messung des $3p^3P-4s^3S$ -Überganges aufgetreten sein. Dies ist jedoch nicht wahrscheinlich, da das Verhältnis N_{43S}^O/N_{41S}^O (s. Abschnitt E3) mit dem entsprechenden des He I-Systems übereinstimmt.

Die explizite Abhängigkeit der relativen Besetzungen (bezogen auf die Besetzung der s-Zustände) von der Teilchengeschwindigkeit ist in Abb. E-8 dargestellt.

Alle Besetzungsverhältnisse, bis auf N_{43P}^O/N_{43S}^O und N_{43D}^O/N_{43S}^O des Li II, nehmen mit wachsendem v ab. Der funktionale Zusammenhang zwischen den relativen Besetzungen und v kann als linear oder exponentiell angenommen werden. Aufgrund der Meßfehler ist jedoch eine genauere Diskussion dieser Funktion nicht sinnvoll, besonders in Anbetracht des Fehlens eines theoretischen Modells, das die Besetzungsverteilung nach Folienanregung beschreibt.

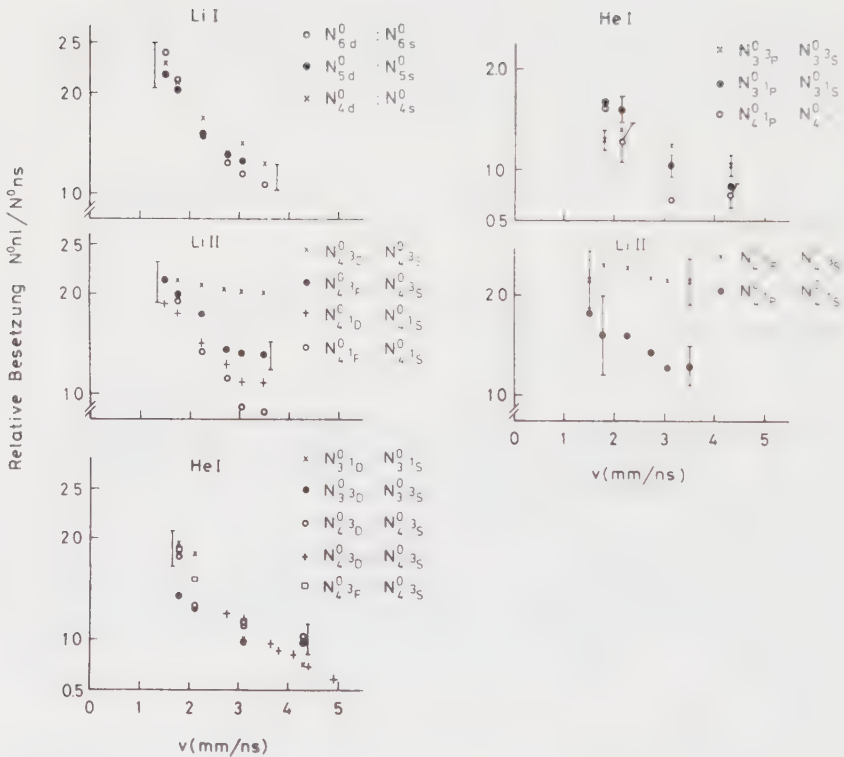


Abb. E-8: Relative Besetzung N^O_{nl}/N^O_{ns} als Funktion der Teilchengeschwindigkeit v von Zuständen des He I, Li I und Li II. Im Falle von He I sind die mit + bezeichneten Meßpunkte der Arbeit von Davidson ¹⁹ entnommen.

Im Gegensatz zu den relativen Besetzungen bezogen auf den jeweiligen s-Zustand sind alle anderen Verhältnisse N_{nl}^0/N_{nl}^0 , mit $1, 1' \neq 0$ innerhalb der Fehlergrenzen konstant für alle Teilchengeschwindigkeiten v (s. Abb. E-9).

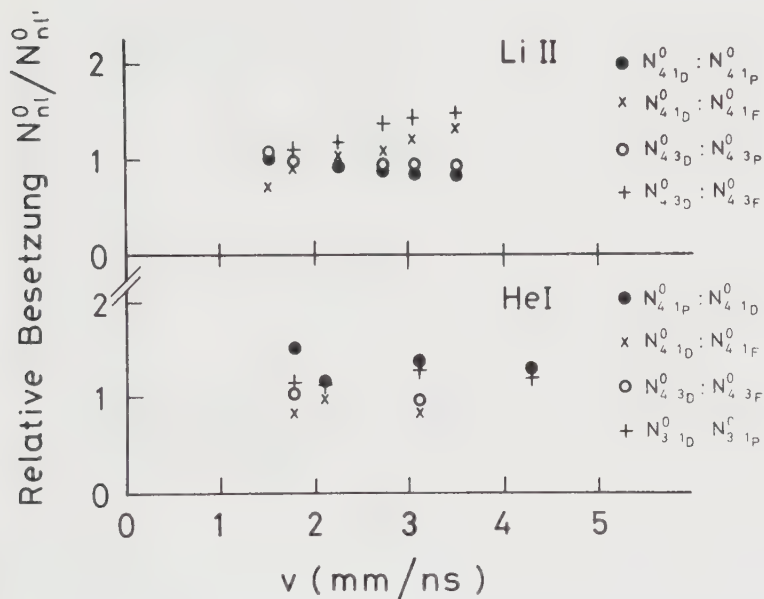


Abb. E-9: Relative Besetzung N_{nl}^0/N_{nl}^0 , als Funktion der Teilchengeschwindigkeit v von Zuständen des He I und Li II ($1, 1' \neq 0$). Der mittlere relative Fehler beträgt ca. 12 %.

Die in dieser Arbeit vorgelegten Ergebnisse bezüglich der l-Abhängigkeit stimmen mit Messungen einzelner Zustände von Davidson (s. Abb. E-8, He I) gut überein. 19

Im Fall von Li I haben Andersen et al. ⁴⁷ die Besetzungsverhältnisse $N_{n2D}^0/N_{n2S}^0 = 4,1 \pm 0,6$ bei 40 keV Projektilenergie (${}^7\text{Li}^+$) gemessen. Da die Dicke der verwendeten C-Folien nicht angegeben wurde, kann die entsprechende Teilchengeschwindigkeit etwa zu $v = (0,9 \pm 0,1)$ mm/ns abgeschätzt werden. Eine lineare Extrapolation

tion der entsprechenden Daten dieser Arbeit ergibt $N_{n^2D}^O/N_{n^2S}^O = 2,7 \pm 0,5$. Die Diskrepanz beider Werte ist außerhalb ihrer Fehlergrenzen.

In einer weiteren Arbeit von Andersen et al.⁴⁸ wird über relative Besetzungen von Zuständen des He I und des Li II ($n=4$) bei einer Projektilenergie von 40 keV berichtet. Ihre Daten sind in Abb. E-10 dargestellt. Sie weichen teilweise deutlich von den Werten dieser Arbeit ab. Jedoch sind zumindest die von den Autoren angegebenen Besetzungen des 4^1P -Zustandes (He I) und des 4^1S -Zustandes (Li II) anzuzweifeln, und zwar aus folgenden Gründen:

a) $N_{4^1P}^O$ (He I)

Da die Lebensdauer dieses Zustandes nur $\tau_{4^1P} = 3,96$ ns beträgt, ist seine Besetzung bereits nach einer Flugstrecke von ca. 4 mm auf $1/e$ abgefallen. Die Extrapolation der gemessenen Intensitäten auf den Anregungszeitpunkt kann systematische Fehler verursachen. Diese können auch dazu führen, daß die Autoren keine n -Abhängigkeit der Besetzung der np^1P -Zustände finden, sondern $N_{np^1P}^O \approx \text{const.}$ für $n = 3, 4, 5, 6$.

b) $N_{4^1S}^O$ (Li II)

Die Autoren erwähnen nicht das "blending" des $3p^1P-4s^1S$ -Überganges mit einem Übergang aus dem Quartett-System des doppelt angeregten Li I (wahrscheinlich $1s2p3p^4P - 1s2s3p^4P$). Die Intensität der Doppellinie dürfte bei einer Projektilenergie von 40 keV ($^7\text{Li}^+$) nur zu etwa 10 % vom Li II-Übergang herrühren und die Besetzung daher um einen Faktor 10 zu groß angegeben worden sein.

Anhand der von Andersen et al. veröffentlichten Daten ist eine quantitative Korrektur bezüglich der erwähnten Fehlerquellen nicht möglich. Es ist jedoch sicher, daß die korrigierten Besetzungen der genannten Singulett-Zustände zu Besetzungsverteilungen führen, die qualitativ mit den in dieser Arbeit angegebenen übereinstimmen. Die Diskrepanz bei den Triplett-Besetzungen bleibt davon unberührt.

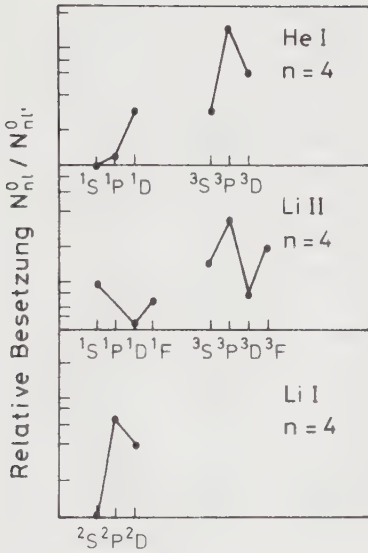


Abb. E-10: Relative Besetzung von Zuständen des He I und Li II. Die Abbildung ist der Arbeit von Andersen et al.⁴⁸ entnommen. Fehlerangaben werden nicht gemacht.

Die bisher diskutierte v -Abhängigkeit der relativen Besetzungen N_{nl}^0 / N_{nl}^1 steht in krassem Gegensatz zu einer Reihe von Arbeiten^{21,22,9,47,49,50} über den beam-foil-Anregungsprozeß. In allen angeführten Arbeiten wird keine v -Abhängigkeit der relativen Besetzung festgestellt. Unter diesen Arbeiten sind die von Veje⁹, Andersen et al.⁴⁷ und Dynefors et al.²¹ direkt vergleichbar mit der vorliegenden Arbeit, da sie sich ebenfalls mit der Anregung von Helium und Lithium durch Kohlenstoffolien bei ähnlichen Projektilenergien beschäftigen. Die Diskrepanz zu diesen Arbeiten kann nur auf die unterschiedlichen Meßmethoden zurückgeführt werden. Die Autoren bestimmen die relativen Besetzungen ausschließlich aus der Messung von Spektren, ohne die Polarisation des emittierten Lichtes zu berücksichtigen. Eine Geschwindigkeitsbestimmung der Teilchen hinter der Folie fehlt, so daß die Extrapolation der gemessenen Intensitäten auf $t=0$ mit einem größeren Fehler behaftet sein dürfte. Die Normierung der Besetzungen auf eine Projektilenergie wird aufgrund der geschwindigkeitsabhängigen Fensterfunktion des Beobachtungssystems ebenfalls systematische Fehler aufweisen. Die von den Autoren

durchgeführte Normierung der Einzelspektren auf den einfallenden Teilchenstrom kann im Gegensatz zu der in dieser Arbeit verwendeten Normierung auf einen Referenzübergang mit nicht übersehbaren Fehlern behaftet sein.

Eine quantitative Diskussion der Genauigkeit der Daten ist nicht möglich, da die Autoren die Fehler ihrer Anregungsfunktionen ($N^0 = f(E)$) nicht angeben. Hinzu kommt, daß teilweise die Besetzung der s-Zustände nicht gemessen wurde ²¹.

In den anderen Arbeiten ^{22,49} werden relative Besetzungen N_{nl}^0/N_{nl}^0 , ($l, l' \leq 2$) von Wasserstoff bzw. wasserstoffähnlichen Ionen nach Folienanregung bestimmt. Tielert et al. ²² finden bei Wasserstoff für die relativen Besetzungen $N_{31}^0/N_{31}^0 = \text{const.}$ für Projektilgeschwindigkeiten zwischen 3 mm/ns und 6 mm/ns. Nitsche et al. ⁴⁹ haben die Besetzungsverteilungen von Zuständen wasserstoffähnlicher Ionen (He, B, C, N, O; $n=3,4$) untersucht und finden eine Z-Abhängigkeit der relativen Besetzungen. Im Fall von Bor haben die Autoren Projektilgeschwindigkeiten zwischen 7 mm/ns und 14 mm/ns verwendet. Sie finden hier ebenfalls $N_{nl}^0/N_{nl}^0 = \text{const.}$

Zieht man Messungen von relativen Besetzungen nach Einzelstoßanregung zum Vergleich heran, findet man ein qualitativ ähnliches Verhalten wie in der vorliegenden Arbeit. In Abb. E-11 sind die relativen Besetzungen N_{31}^0/N_{31}^0 , ($l=2, l'=0$) von Zuständen des Wasserstoffs und des neutralen Heliums als Funktion der Projektilgeschwindigkeit aufgetragen. Die Daten entstammen den Arbeiten von Hughes et al. ⁵¹ (H I) und von Muller und de Heer ⁵² (He I).

Im Unterschied zu den Ergebnissen dieser Arbeit sind die Besetzungsverhältnisse N_{nl}^0/N_{nl}^0 , < 1 für Geschwindigkeiten $v > 1,5$ mm/ns, und für $v > 2,5$ mm/ns kann die Besetzung der d-Zustände im Vergleich zu der der s-Zustände vernachlässigt werden. Die Autoren finden auch bei den Besetzungsverhältnissen N_{nd}^0/N_{np}^0 eine deutliche Abhängigkeit von v , während in dieser Arbeit $N_{nd}^0/N_{np}^0(v) = \text{const.}$ gemessen wurde.

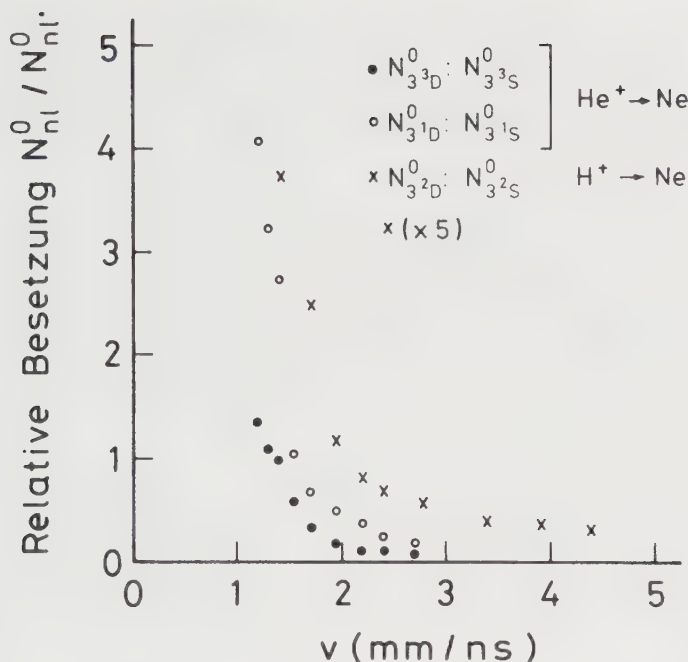


Abb. E-11: Relative Besetzung N_{31}^0/N_{3s}^0 von Zuständen des H I und He I als Funktion der Teilchengeschwindigkeit v . Die Daten sind den Arbeiten von Hughes et al. ⁵¹ (H I) und Muller und de Heer ⁵² (He I) entnommen. Die relativen Fehler liegen zwischen 10 % und 20 %.

Wie bei der beam-foil-Anregung gibt es auch bei der Einzelstoß-anregung Messungen, in denen $N_{nl}^0/N_{nl}^0(v) \approx \text{const.}$ gefunden wird. Derartige Messungen wurden von Andersen et al. ⁵³ ($\text{Li}^+ \rightarrow \text{He, Ne, C}_6\text{H}_6$; $10 \text{ keV} \leq E(^7\text{Li}^+) \leq 100 \text{ keV}$) veröffentlicht. Die Autoren finden bei allen Projektilenergien, daß für Zustände des Li I und Li II gilt $N_{4d}^0 > N_{4p}^0 > N_{4s}^0$ und daß diese Zustände annähernd gleichbesetzt sind, wenn C_6H_6 als Targetgas verwendet wird.

3. Abhängigkeit der Besetzungen vom Gesamtspin s

Da es sich bei der beam-foil-Anregung um eine reine Coulomb-Anregung handelt, was gleichermaßen für die Einzelstoßanregung gilt, sollten die Zustände gemäß ihres statistischen Gewichts $(2s+1)$ besetzt werden.

In Abb. E-12 sind die gemessenen Verhältnisse der Besetzungen von entsprechenden Triplet- und Singulett-Zuständen von He I und Li II als Funktion der Teilchenenergie pro Nukleon dargestellt. Nur das Besetzungsverhältnis der 4f-Zustände zeigt den erwarteten Wert von 3:1; in allen anderen Fällen treten signifikante Abweichungen zwischen 15 % und 30 % bezogen auf diesen Wert auf.

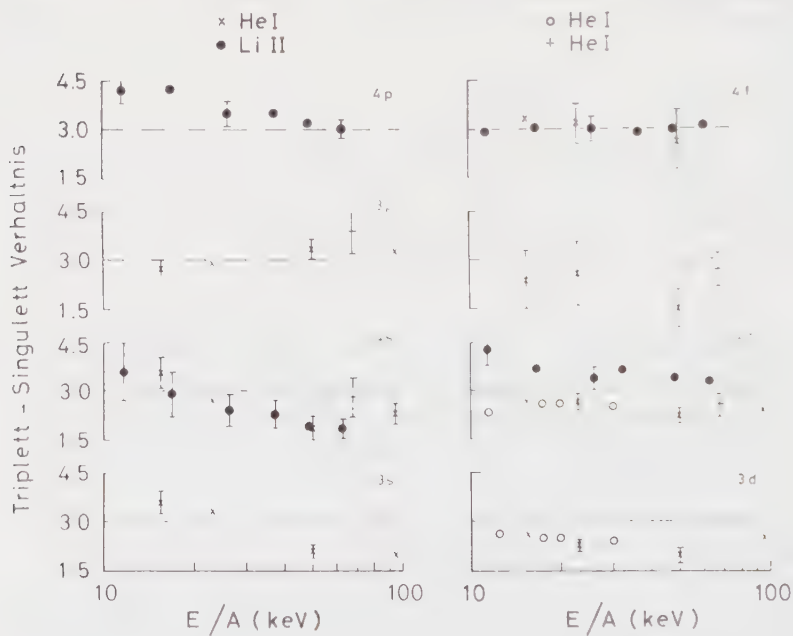


Abb. E-12: Verhältnis der Besetzungen von Triplet- und Singulett-Zuständen N_{nl3L}^O/N_{nl1L}^O als Funktion der Teilchengeschwindigkeit v (x, •: diese Arbeit; +: Ref. 19; o: Ref. 54).

Die Verhältnisse der Besetzungen der d-Zustände zeigen, abgesehen von den 4f-Zuständen, die geringste Abweichung vom erwarteten Wert (im Mittel 17 %) und sind unabhängig von der Teilchenenergie.

Das Besetzungsverhältnis der s-Zustände weicht für Teilchenenergien $E/A > 39$ keV am stärksten von 3 ab (30 %). Nur bei niedrigeren Energien liegt das Verhältnis etwa bei 3. In den Fällen, in denen sowohl He I- als auch entsprechende Li II-Zustände untersucht wurden, herrscht eine quantitativ gute Übereinstimmung. Nur bei den Besetzungsverhältnissen der 4d-Zustände besteht eine deutliche Diskrepanz zwischen He I und Li II. Da die Besetzung des $4d^3D$ -Zustandes (und die des $4p^3P$ -Zustandes) des Li II auch bei der bereits diskutierten l-Abhängigkeit vom Verhalten aller anderen Zustände abweicht, besteht die Möglichkeit eines nicht berücksichtigten systematischen Fehlers bei der Messung der Besetzung dieses Zustandes.

Die ebenfalls nach beam-foil-Anregung von Davidson¹⁹ gemessenen Triplett/Singulett-Besetzungsverhältnisse (He I; $E/A=68$ keV) stimmen befriedigend mit denen dieser Arbeit überein. Dies gilt gleichermaßen für die Werte von Head et al.⁵⁴, die nach Einzelstoßanregung von Helium in Stickstoff gewonnen wurden.

4. Anregungsfunktionen

Aufgrund der bisher diskutierten Ergebnisse können bei jeder Teilchengeschwindigkeit, bei der die Besetzungen gemessen sind, auf den jeweiligen Referenzzustand bezogene Besetzungsverteilungen angegeben werden.

Um aus den Daten Anregungsfunktionen zu gewinnen, muß die Besetzung des Referenzzustandes auf den einfallenden Teilchenstrom normiert werden. Die relative Besetzung eines Zustandes $|i\rangle$ ist dann nach Gl. D4 gegeben durch

$$\frac{N_i^O(v)}{N_i^O(v')} = \frac{\dot{Z}_{if}(v)}{\dot{Z}_{if}(v')} \frac{\exp(t_A/\tau_i)}{\exp(t'_A/\tau_i)} \cdot \frac{v}{v'} M(v)$$

Die Multiplikatoren $M(v)$ sind in den Tabellen E-1 bis E-3 aufgeführt. Die Besetzungen $N_1^O(v)$ sind auf die bei der niedrigsten Teilchengeschwindigkeit gemessenen Besetzung normiert.

Die Unterschiede der Anregungsfunktionen innerhalb eines Term-systems sind in den vorangehenden Abschnitten behandelt. In diesem Abschnitt werden die Anregungsfunktionen verschiedener Term-systeme (d.h. z.B. Li I, Li II, ...) diskutiert.

In Abb. E-13 sind die Anregungsfunktionen der Zustände $3d^3D$ des He I und $n=4$ des He II dargestellt. Ein Vergleich mit den Daten von Davidson¹⁹ und Dynefors et al.²⁰ zeigt befriedigende Übereinstimmung, ausgenommen die Diskrepanz bei niedrigen Energien für He I.

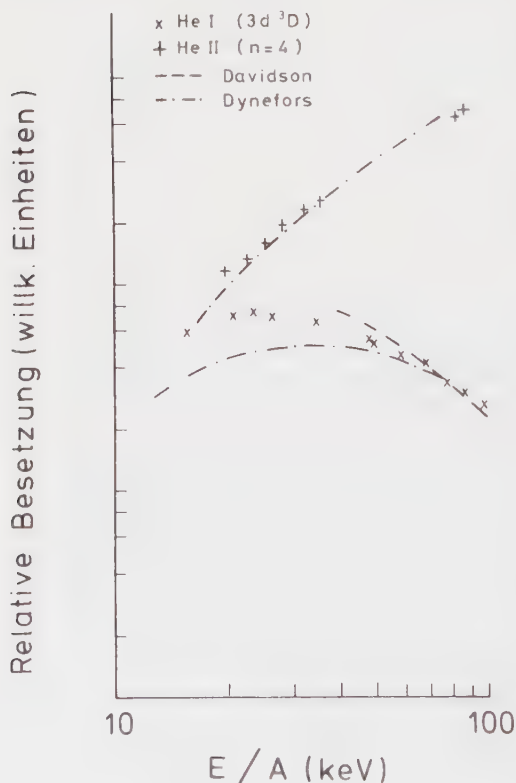
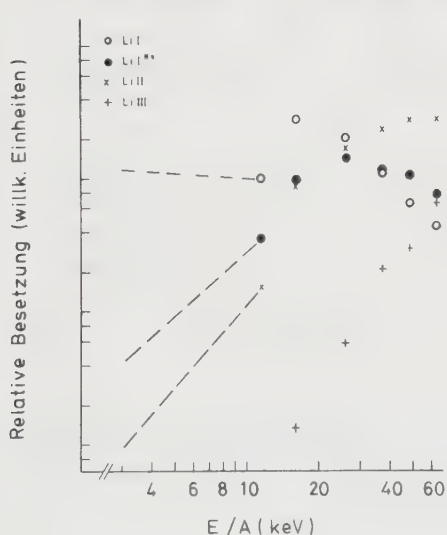


Abb. E-13:

Relative Besetzung von Zuständen des He I und He II als Funktion der Teilchenenergie pro Nukleon E/A . Der relative Fehler der Meßwerte beträgt 10 %. --- Daten von Davidson¹⁹ für die Besetzung des $4d^3D$ -Zustandes. -.-.- Daten von Dynefors et al.²⁰ für die Besetzung des $n=4$ -Zustandes (He II) und des $3d^3D$ -Zustandes (He I). Die Daten wurden bei maximalem E/A aufeinander normiert.

Abb. E-14 zeigt die Anregungsfunktionen von Zuständen aus den einzelnen Termsystemen des Lithium. Im betrachteten Energiebereich gibt es bisher keine vergleichbaren Messungen anderer Autoren. Messungen von Lithium-Anregungsfunktionen (beam-foil) für Projektilenergien $E/A \approx 10$ keV von Andersen et al. ⁴⁷ schließen sich gut an die Daten dieser Arbeit an (Li II, Li III, Li I**). Eine wesentliche Diskrepanz besteht nur bei den Li I-Anregungsfunktionen, bei denen die genannten Autoren ein monotonen Abfallen der Besetzung mit wachsender Projektilenergie feststellen.



Im Gegensatz dazu finden Andresen et al. ⁴⁵ für das System $Li^+ \rightarrow He$ ein Anwachsen der Besetzungen der Li I-Zustände für $E/A > 2$ keV mit einem Maximum bei ca. 10 keV, was mit den Daten dieser Arbeit verträglich ist.

Da bisher keine theoretischen Anregungsquerschnitte von Projektilzuständen nach Folienanregung vorliegen, wird im folgenden versucht, empirische Skalierungsgesetze zu ermitteln, die es ermöglichen, Anregungsfunktionen von Zuständen verschiedener Projektile mit ähnlicher Elektronenkonfiguration zu extrapolieren.

Sind die Ladungsanteile ¹⁾ F_i ("i" bezeichnet den Ionisationsgrad; $i=0,1,\dots,Z$) als Funktion von v bekannt, so ist die Anregungswahrscheinlichkeit $p_i(n,l,s,v)$ eines Zustandes $|nls\rangle$ durch $N_{nls}^{O,i}(v) = P_i(n,l,s,v) \cdot F_i(v)$ definiert. Da nur relative Besetzungen gemessen sind, kann auch die Anregungswahrscheinlichkeit nur relativ zu der eines anderen Zustandes angegeben werden. Die Abhängigkeit der Anregungswahrscheinlichkeiten von den Quantenzahlen n,l und s ist identisch mit der der Besetzungen N_{nls}^O , da der Unterschied zwischen Besetzung und Anregungswahrscheinlichkeit nur von der Normierung auf den Ladungsanteil $F_i(v)$ herrührt, der nicht von n,l und s abhängt. Im weiteren wird daher die Anregungswahrscheinlichkeit p_i nur als Funktion von v diskutiert.

Die zur Berechnung der $p_i(v)$ benötigten Ladungsanteile $F_i(v)$ können den Arbeiten von Armstrong et al. ⁵⁵ (Helium), Wittkower und Betz ⁵⁶ (Lithium) und Tielert et al. ²² (Wasserstoff) entnommen werden; sie sind in Abb. E-15 als Funktion der Energie pro Nukleon E/A dargestellt. Bei diesen Arbeiten wurde im Fall von Lithium eine Celluloid-Folie zur Umladung benutzt, in den übrigen Fällen Kohlenstofffolien.

Die mit Hilfe dieser Daten berechneten Anregungswahrscheinlichkeiten $p_i(v)$ von Zuständen des Heliums (He I: $3d^3D$; He II: $n=4$) und des Lithiums (Li I: $4d^2D$; Li II: $4d^1D$; Li III: $n=5$) sind in Abb. E-16 als Funktion von E/A dargestellt.

Außerdem ist in Abb. E-16 die Größe $p_0(v)$ des Zustandes $n=3$ des neutralen Wasserstoffs eingezeichnet. Die Anregungsfunktion dieses Zustandes wurde der Arbeit von Doughty et al. ⁵⁷ entnommen ($H^+ \rightarrow Ne$ bzw. Ar). Für Energien E/A 50 keV liegen zusätzlich beam-foil-Messungen von Tielert et al. ²² vor, die zu identischen Werten von $P_0(v)$ führen.

¹⁾ Mit Ladungsanteil wird der in der Literatur verwendete Ausdruck "charge state fraction" bezeichnet.

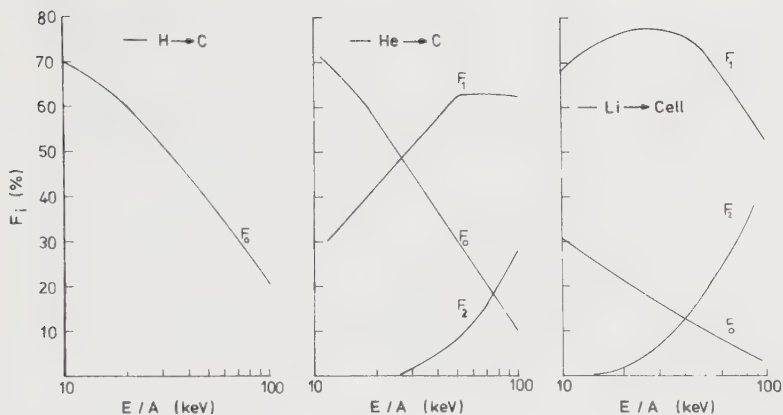


Abb. E-15: Ladungsanteile F_i von Wasserstoff, Helium und Lithium als Funktion der Teilchenenergie pro Nukleon E/A

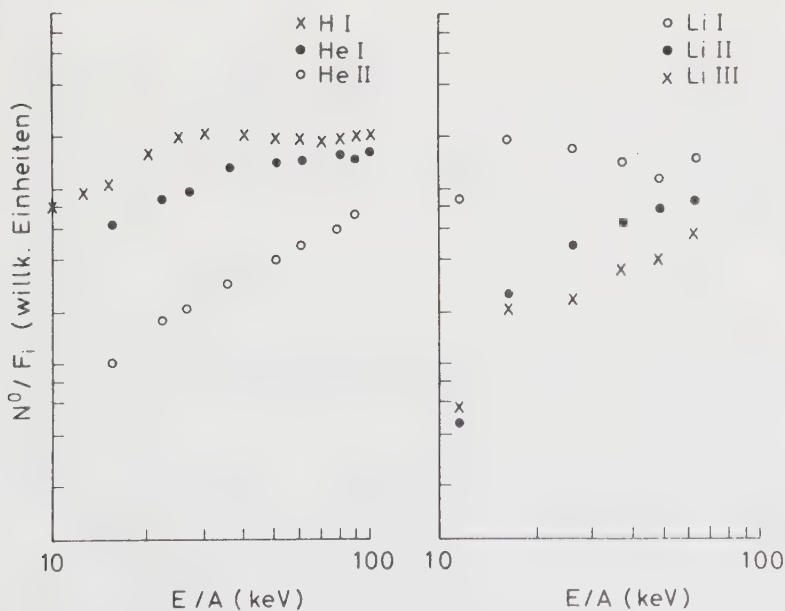


Abb. E-16: Anregungswahrscheinlichkeit $p_i = N^{0,i}/F_i$ als Funktion der Teilchenenergie pro Nukleon E/A

Für He I, He II, Li II und Li III steigen die $p_i(v)$ im unteren Energiebereich an, annähernd gilt $p_i(v) \sim v^2$. Die gleiche Abhängigkeit zeigt $p_o(v)$ bei Wasserstoff für Energien $E/A \lesssim 25$ keV, d.h. unterhalb der Energie, die der Elektronengeschwindigkeit im Grundzustand $v_g = \sqrt{2E_B/m_e}$ entspricht (E_B ist die Bindungsenergie im Grundzustand). Für He I gilt $p_o(v) \sim v^2$ für $E/A \lesssim 45$ keV; dies entspricht der Elektronengeschwindigkeit im Grundzustand des He I ($v_g(\text{He I}) = 2,95$ mm/ns). Beim Li I streuen die $p_o(v)$, was durch ungenaue Daten des Ladungsanteils hervorgerufen sein könnte. Annähernd gilt jedoch $p_o(v) = \text{const.}$ Da aufgrund der geringen Bindungsenergie des Elektrons beim Li I ($E_B = 5,39$ eV) die Geschwindigkeit $v_g = 1,38$ mm/ns beträgt, sollte $p_o(v)$ für Teilchengeschwindigkeiten $v > v_g$ konstant sein, was durch das Experiment bestätigt wird.

Für He II, Li II und Li III sind die Bindungsenergien $E_B > 54$ eV. In diesen Fällen ist $p_i(v) = \text{const.}$ erst bei Teilchengeschwindigkeiten $v > 4,37$ mm/ns zu erwarten, was einer Energie pro Nukleon von $E/A > 99$ keV entspricht.

Allgemein bedeutet eine v -abhängige Anregungswahrscheinlichkeit eines beliebigen Zustandes, daß nicht alle Zustände eines Termsystems proportionale Anregungsfunktionen haben können. Dies folgt unmittelbar aus der Definition der Anregungswahrscheinlichkeit $p_i(n, l, s, v)$. Denn bei der Summation über alle möglichen angeregten Zustände muß gelten

$$\sum_{n, l, s} p_i(n, l, s, v) = \sum_{n, l, s} (N_{nls}^{O, i}(v)) / F_i(v) = \text{const.},$$

da der Ladungsanteil $F_i(v)$ definitionsgemäß proportional zur Summe der Besetzungen aller möglichen Zustände ist.

In den Fällen, in denen die Anregungswahrscheinlichkeit mit wachsendem v ansteigt, was jeweils für alle untersuchten Zustände des betreffenden Termsystems für $v < v_g$ gilt, müssen die $p_i(n, l, s, v)$ anderer Zustände abnehmen. Die Besetzungen der hochangeregten Zustände, die nicht untersucht werden konnten, sind aufgrund der n^{-x} -Skalierung mit großer Wahrscheinlichkeit proportional zu den Besetzungen der untersuchten Zustände. Messungen von Berkner et al. ⁵⁸ an Deuterium bestätigen die n^{-x} -Skalierung auch für

die Besetzung von Zuständen mit $12 \leq n \leq 18$.

Demzufolge kann angenommen werden, daß nur der Grundzustand eine Anregungsfunktion hat, die von denen der anderen Zustände abweicht. Separiert man den Ladungsanteil $F_i(v)$ in Beiträge des Grundzustandes $F_{i_g}(v)$ und der angeregten Zustände $F_{i_{ex}}(v) \sim \sum_{n \geq 2, l, s} N_{nls}^{O,i}(v)$, ist $F_{i_g}(v)$ gemäß der Definition der Anregungswahrscheinlichkeit gegeben durch

$$F_{i_g}(v) \sim \sum_{n, l, s} N_{nls}^{O,i}(v) \cdot \frac{1 - \sum_{n \geq 2, l, s} p_i(n, l, s, v)}{\sum_{n, l, s} p_i(n, l, s, v)}$$

und könnte somit mit Hilfe der vorhandenen Daten im untersuchten Geschwindigkeitsbereich bestimmt werden.

Dies bedeutet jedoch nicht, daß auch die Besetzung des Grundzustandes relativ zu der der angeregten angegeben werden kann, es sei denn, man nimmt an, daß die n^{-x} -Skalierung auch auf die Besetzung des Grundzustandes anwendbar ist. Aufschluß darüber können nur Absolutmessungen der Anregungsquerschnitte geben.

Messungen von Davidson¹⁹ zufolge ist die auf 1 normierte Anregungswahrscheinlichkeit des $3d^3D$ -Zustandes des He I bei 200 keV Projektilenergie $P_O(3^3D) = 0,01$ ($\Delta P_O \approx 40\%$). Normiert man die in dieser Arbeit bei ca. 200 keV Teilchenenergie bestimmten Anregungswahrscheinlichkeiten der $n=3$ -Zustände des He I (Singulett und Triplett) auf diesen Wert, ergibt sich für die Summe der Anregungswahrscheinlichkeiten aller angeregter Zustände mit $n \geq 2$

$$\sum_{n \geq 2, l, s} p_O(n, l, s, v) \approx 0,06 \text{ bei einer } n^{-2}\text{-Skalierung und}$$

$$\sum_{n \geq 2, l, s} p_O(n, l, s, v) \approx 0,03 \text{ bei einer } n^{-3}\text{-Skalierung der totalen Be-}$$

setzung; d.h. in beiden Fällen sind mehr als 90 % aller erzeugten Helium-Atome nach Verlassen der Folie im Grundzustand. Dies bedeutet, daß der Grundzustand um einen Faktor 4 bis 5 stärker besetzt ist verglichen mit der über die n^{-x} -Skalierung berechneten Besetzung.

Da die Anregungswahrscheinlichkeiten für $v > v_g$ konstant sind und für $v < v_g$ abnehmen, gilt im untersuchten Geschwindigkeitsbereich

$$\sum_{n \geq 2, l, s} p_O(n, l, s, v) \ll 1 \text{ und damit für die "Anregungsfunktion" des}$$

$$\text{Grundzustandes } F_{O_g}(v) \sim \frac{\sum_{n,l,s} N_{nls}^{O,O}(v)}{\sum_{n,l,s} p_O(n,l,s,v)} = F_O(v).$$

Für die anderen Termsysteme (He II, Li I, Li II, Li III) sind keine absoluten Besetzungen (oder auf 1 normierte Anregungswahrscheinlichkeiten) bekannt, und es ist somit nicht sicher, ob $\sum_{n \geq 2, l, s} p_i(n, l, s, v) \ll 1$ angenommen werden darf.

Der Projektilenergiebereich, in dem die vorliegenden Messungen durchgeführt sind, ist durch die verfügbare Beschleunigerspannung auf maximal 400 keV begrenzt. Wenn die Anregungswahrscheinlichkeit $p_i(v)$ für Geschwindigkeiten $v > v_g$ konstant sind, was bei H I, He I und Li I aus den Messungen hervorgeht, kann man unter Benutzung der in einem größeren Energiebereich gemessenen Daten für die Ladungsanteile F_i die gemessenen Anregungsfunktionen extrapolieren.

Zum Beispiel ist die He II-Anregungsfunktion bis zu einer Teilchengeschwindigkeit von $v \approx 0,93 v_g$ gemessen und kann für $v > v_g$ mit Hilfe der von Armstrong et al. ⁵⁵ ermittelten Ladungsanteils $F_1(v)$ extrapoliert werden. Trägt man die so berechnete Anregungsfunktion zusammen mit der des H I und des Li III als Funktion von v/v_g auf (s. Abb. E-17), erhält man im Bereich von $0,4 \leq v/v_g \leq 3$ eine für alle betrachteten Projektile nahezu identische Funktion mit einem Maximum bei $v = v_g = \sqrt{2E_B/m_e}$. Die Daten der Li III-Anregungsfunktion für $v/v_g \geq 0,55$ entstammen einer Arbeit von Gaillard ⁵⁹ (beam-foil-Messung). Sie wurden bei $v/v_g = 0,55$ auf die in dieser Arbeit gemessenen Besetzungen normiert. Zusätzlich zu den bereits zitierten Wasserstoffmessungen von Doughty et al. ⁵⁷ und Tielert et al. ²² sind in Abb. E-17 auch Meßpunkte von Bayfield et al. ⁶⁰ eingetragen. Diese wurden nach Einzelstoßanregung in Wasserstoffgas mit Hilfe von Feldionisation gewonnen und entsprechen der Summe der Besetzungen aller Zustände $|nl\rangle$ im Intervall $13 \leq n \leq 28$.

Die experimentell gefundene Skalierung der Anregungsfunktionen von Zuständen wasserstoffähnlicher Ionen ermöglicht die Vorhersage anderer wasserstoffähnlicher Anregungsfunktionen von Ionen mit $Z_p > 3$, die bisher nicht gemessen sind. Ein Vergleich ist nur mit den Ladungsanteilen $F_i(v)$ dieser Ionen für Geschwin-

digkeiten $v > v_g$ möglich, für die die $F_i(v)$ proportional zu den Anregungsfunktionen $N_{nls}^{O,i}(v)$ sind.

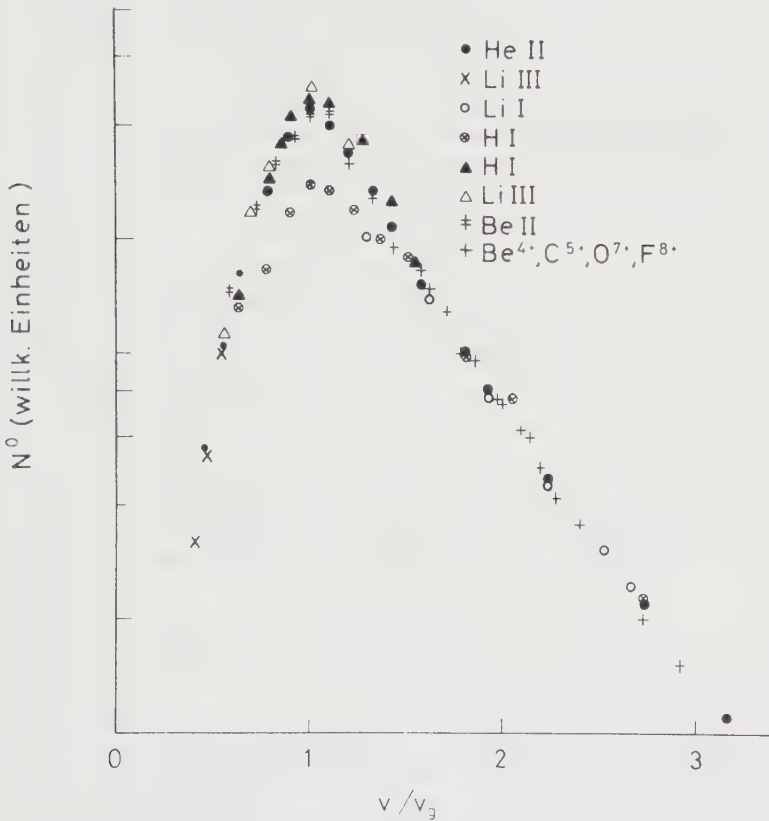


Abb. E-17: Relative Besetzung von Zuständen wasserstoffähnlicher Ionen als Funktion von v/v_g (●, x, ○: diese Arbeit; ⊙: Ref. 22,57; ▲: Ref. 60; △: Ref. 59; ⊕: Ref. 20, +: Ref.56).

Die in Abb. E-17 eingezeichneten Ladungsanteile von B^{4+} , C^{5+} , O^{7+} und F^{8+} bestätigen diese Vorhersage. Die Ladungsanteile wurden nach Umladung in Kohlenstoff- bzw. Aluminiumfolien gewonnen und sind der Arbeit von Wittkower und Betz⁵⁶ entnommen. Für jedes der genannten Ionen wurden Daten aus dem Geschwindigkeitsbereich $1 \leq v/v_g \leq 3$ verwendet. Die Ladungsanteile der einzelnen Ionen unterscheiden sich dabei nur geringfügig, so daß in Abb. E-17 keine unterschiedlichen Symbole verwendet werden mußten.

Die Kurve in Abb. E-17 gilt ebenfalls für die Anregungsfunktionen der Zustände solcher Atome, die in guter Näherung als wasserstoffähnlich angesehen werden können, wie z.B. Li I oder Be II (in Abb. E-17 eingezeichnet). Die Li I-Daten entstammen der vorliegenden Arbeit; die Be II-Messung wurde von Dynefors et al.²⁰ veröffentlicht.

Die Anregungsfunktionen (oder Ladungsanteile) der einzelnen Projektile wurden beim jeweils maximalen v/v_g aufeinander normiert.

Die Anregungsfunktionen der Zustände heliumähnlicher Ionen zeigen hingegen nicht die gleiche Form wie die der wasserstoffähnlichen Ionen. Um zu prüfen, welcher Zusammenhang zwischen den Anregungsfunktionen verschiedener Ladungszustände eines Ions besteht, sind in Abb. E-18 die Verhältnisse der Anregungsfunktionen $(N_{nls}^{O,i}/N_{nls}^{O,i+1})$ als Funktion von E/A aufgetragen. In der doppeltlogarithmischen Darstellung ergeben sich sowohl für Helium als auch für Lithium Geraden, deren Steigung für aufeinanderfolgende Ladungszustände ungefähr proportional zu v^{-4} sind. Eine Proportionalität zu v^{-4} wurde für die Verhältnisse der Ladungsanteile F_i/F_{i+1} von Helium schon von Armstrong et al.⁵⁵ beobachtet, allerdings für Energien $E/A > 100$ keV.

Nimmt man an, daß die für Anregungsfunktionen von Helium und Lithium experimentell gefundene Beziehung

$$N_{nls}^{O,Z-2}(v) \sim N_{nls}^{O,Z-1}(v) \cdot v^{-4} \quad (Z: \text{Kernladungszahl des Projektils})$$

auch bei höheren Teilchengeschwindigkeiten gilt, bei denen keine Besetzungen gemessen werden konnten, ist es möglich, anhand der Anregungsfunktion $N_{nls}^{O,Z-1}(v)$ eines wasserstoffähnlichen Zustandes die eines heliumähnlichen zu bestimmen. Diese Annahme erscheint gerechtfertigt, weil die Verhältnisse der Ladungsanteile bei höheren Teilchengeschwindigkeiten eine ähnliche Proportionalität zeigen und die Anregungsfunktionen für $v > v_g$ proportional zum Ladungsanteil sind. In Abb. E-19 sind die Anregungsfunktionen von He I und Li II als Funktion von v/v_g dargestellt. In beiden Fällen wurden die gemessenen Besetzungen zu höheren Geschwindigkeiten mit Hilfe der v^{-4} -Skalierung extrapoliert. Für He I und Li II ergeben sich Kurven, die annähernd proportional sind, mit einem Maximum

bei $v=0,7 v_g$.

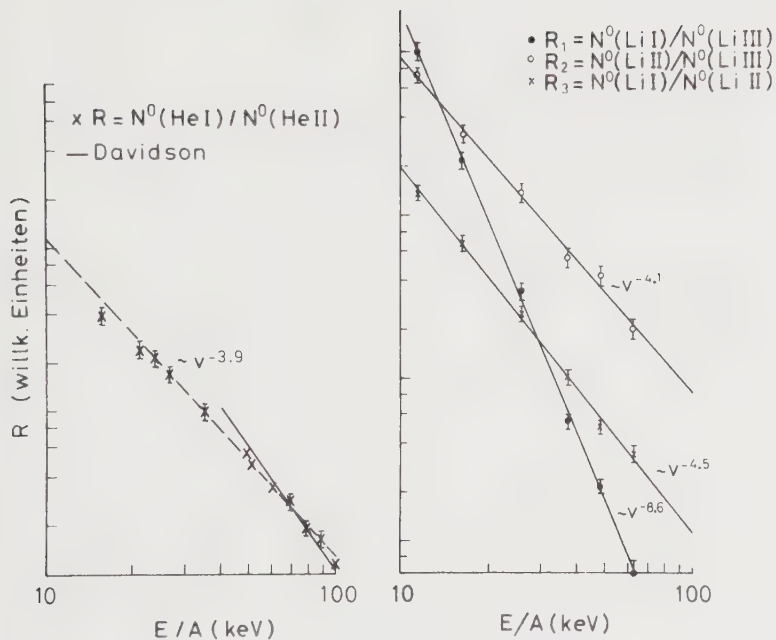


Abb. E-18: Relative Besetzungen $R = N^{0,i} / N^{0,i+1}$ von Zuständen des Heliums und Lithiums als Funktion der Teilchenenergie pro Nukleon E/A .

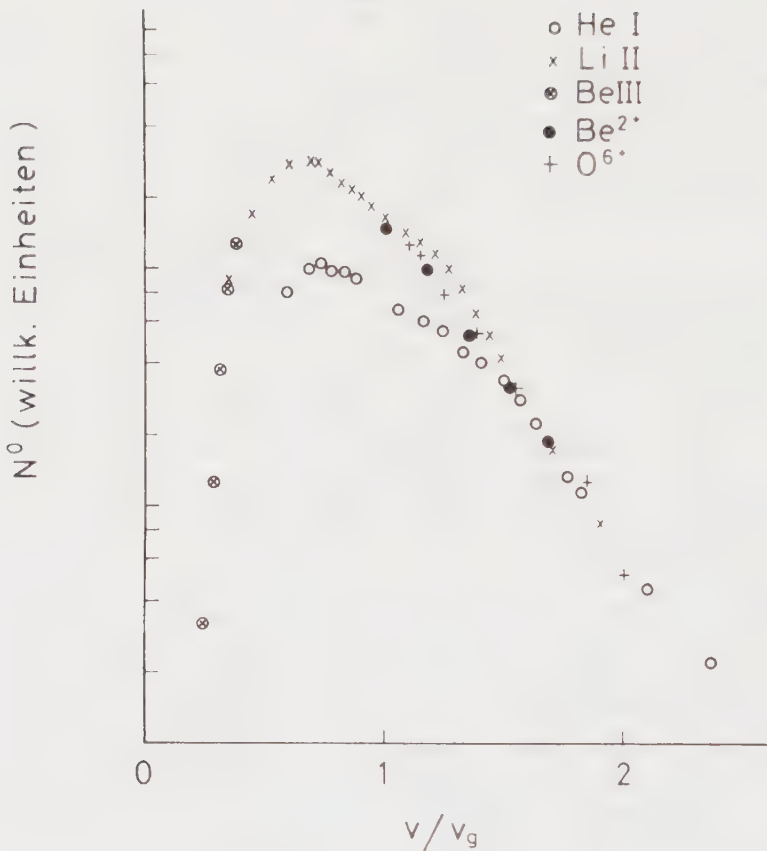


Abb. E-19: Relative Besetzung von Zuständen heliumähnlicher Ionen als Funktion von v/v_g (○, ×: diese Arbeit, ⊗: Ref. 20; ●, +: Ref. 56).

Wie auch bei den wasserstoffähnlichen Anregungsfunktionen unterstützt der Verlauf der Ladungsanteile der heliumähnlichen Ionen Be^{2+} und O^{6+} die experimentell gefundene Skalierung. Die für $v < v_g$ eingezeichneten Meßpunkte einer Be III-Anregungsfunktion sind der Arbeit von Dynefors et al.²⁰ entnommen und folgen ebenfalls dem Verlauf der Anregungsfunktion heliumähnlicher Zustände.

Die einzige Anregungsfunktion, die nicht auf die der wasserstoffähnlichen Zustände zurückgeführt werden kann, ist die des doppelt angeregten Li I (Li I^{**}). Wie in Abb. E-14 zu sehen ist, liegt das Maximum dieser Funktion zwischen denen der Funktionen des Li I und Li II. Bei Teilchenenergien $E/A > 50$ keV besteht die Tendenz,

daß die Anregungsfunktionen von Li I und Li I^{**} ungefähr proportional werden. Da jedoch keine Daten für Energien $E/A > 70 \text{ keV}$ vorliegen und keine Möglichkeit gefunden wurde, die gemessene Li I^{**} -Funktion zu extrapolieren, bleibt dies eine Spekulation.

F Vergleich mit Modellrechnungen

Abschließend ist zu prüfen, ob die Meßergebnisse mit einem der existierenden theoretischen (bzw. semi-empirischen) Modelle gedeutet werden können. Hierbei ist das von Veje entwickelte statistische Modell der Besetzung⁹ von besonderem Interesse, weil es speziell für die Ion-Festkörperwechselwirkung entwickelt worden ist.

Dem Modell liegt ein mikroskopisches Bild der Projektil-Festkörperwechselwirkung zugrunde, das hier kurz skizziert werden soll. Da experimentell nachgewiesen ist, daß die aus der Folie austretenden Projektil Elektronen mit sich ziehen, die Projektilgeschwindigkeit haben, nimmt Veje an, daß die Folienoberfläche lokal positiv geladen ist. Diese Ladung und die effektive Ladung des Projektils wirken in entgegengesetzter Richtung anziehend auf die mit dem Projektil fliegenden Elektronen. Ist die resultierende Kraft groß gegen die Elektron-Elektron-Abstoßung, können die Elektronen als unabhängige Teilchen angesehen und eventuell vom Projektil in gebundenen Zuständen eingefangen werden.

Als Näherung geht Veje davon aus, daß der Einfang der Elektronen durch nur zwei Parameter $\alpha(v)$ (für den Einfang in "äußere" Elektronenschalen) und $\beta(v)$ (für die Produktion eines Loches in einer "inneren" Elektronenschale) beschrieben werden kann.

Kann das Projektil maximal v Elektronen in inneren Schalen binden und k in äußeren, ist die Wahrscheinlichkeit $P_{i,\mu}$, daß dem Projektil nach der Wechselwirkung mit der Folienoberfläche μ innere und i äußere Elektronen fehlen, gegeben durch das Produkt zweier Binomialverteilungen mit

$$P_{i,\mu} = \frac{v!}{\mu!(v-\mu)!} \beta^\mu (1-\beta)^{v-\mu} \frac{(k+\mu)!}{i!(k+\mu-i)!} \alpha^{k+\mu-i} (1-\alpha)^i \quad (1)$$

Anhand des Modells ist es nicht möglich, die Besetzungsverteilung innerhalb eines Termsystems zu beschreiben, da die v, k, μ, i für alle Zustände gleich sind. Die Anwendbarkeit des Modells auf Besetzungs-

verteilungen ist deshalb nur dann gerechtfertigt, wenn die Besetzungen der Zustände eines Termsystems bei der Geschwindigkeit v zueinander proportional sind und somit die Besetzung eines beliebigen Zustandes $|n,l\rangle$ gegeben wäre durch

$$N_{nl}^0(v) = P_{i,\mu}(v) \cdot f(n,l) \quad (2)$$

Über die Funktion $f(n,l)$ macht das Modell keine Aussage. Die Anwendbarkeit der Gleichung (1) wird stark eingeschränkt, weil $\alpha(v)$ und $\beta(v)$ durch Messung der Ladungsanteile und/oder der Besetzung von Zuständen verschiedener Termsysteme bestimmt werden müssen. Da nach Veje α und β auch von den Kernladungszahlen von Projektil und Target abhängen, ist eine Bestimmung der Ladungsanteile bzw. Besetzungen anhand der Gleichung (1) ohne ausgedehnte Messungen nicht möglich. Die Übereinstimmung mit experimentellen Daten hängt außerdem stark davon ab, welche Projektilelektronen als "innere" und welche als "äußere" angesehen werden.

Die gemäß Gleichung (1) berechneten Besetzungswahrscheinlichkeiten für Wasserstoff, Helium und Lithium sind in Tabelle F-1 aufgeführt. Angenommen wurde dabei, daß die Elektronenkonfiguration $1s^2$ die "inneren" Elektronen definiert.

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß die relativen Besetzungen von Helium-Zuständen und von Lithium-Zuständen von der Teilchengeschwindigkeit abhängen (s. Abschnitt E2) und somit Veje's Voraussetzung, daß die Besetzungen durch die Gl. 2 beschrieben werden, durch das Experiment widerlegt ist.

Da jedoch die Besetzungsverhältnisse von Zuständen mit $l \neq 0$ innerhalb der Fehlergrenze keine Geschwindigkeitsabhängigkeit zeigen, kann man dennoch prüfen, ob dieser Ansatz als Näherung die experimentell gefundenen Besetzungen beschreibt und mit den in Abschnitt E4 gefundenen Skalierungen verträglich ist.

Bildet man die Verhältnisse der Besetzungen von angeregten Zuständen des Heliums und des Lithiums, so erhält man aus Gl. 1 (vgl. Tabelle F-1)

Tabelle F-1: Besetzungswahrscheinlichkeit von Zuständen unterschiedlicher Elektronenkonfiguration nach Veje⁹.

Termsystem	Elektronenkonfiguration	Besetzungswahrscheinlichkeit
H I	1s und nl	α
H ⁺	-	$1-\alpha$
He I	1s ²	$(1-\beta)^2$
He I	1s nl	$2\alpha\beta(1-\beta)$
He I**	nl n'l'	$2\alpha\beta^2$
He II	1s	$2(1-\alpha)\beta(1-\beta)$
He II	nl	$2\alpha(1-\alpha)\beta^2$
He ²⁺	-	$(1-\alpha)^2\beta^2$
Li I	1s ² nl	$\alpha(1-\beta)^2$
Li I**	1s nl n'l'	$2\alpha^2\beta(1-\beta)$
Li II	1s ²	$(1-\alpha)(1-\beta)^2$
Li II	1s nl	$4\alpha(1-\alpha)\beta(1-\beta)$
Li III	1s	$2(1-\alpha)^2\beta(1-\beta)$
Li III	nl	$3\alpha(1-\alpha)\beta^2$
Li ³⁺	-	$(1-\alpha)^3\beta^2$

$$\frac{N^{\circ}(\text{He I})}{N^{\circ}(\text{He II})} = \frac{2\alpha\beta(1-\beta)}{2\alpha(1-\alpha)\beta^2} = \frac{1-\beta}{(1-\alpha)\beta}$$

$$\frac{N^{\circ}(\text{Li I})}{N^{\circ}(\text{Li II})} = \frac{\alpha(1-\beta)^2}{4\alpha(1-\alpha)\beta(1-\beta)} = \frac{1-\beta}{4(1-\alpha)\beta}$$

$$\frac{N^{\circ}(\text{Li II})}{N^{\circ}(\text{Li III})} = \frac{4\alpha(1-\alpha)\beta(1-\beta)}{3\alpha(1-\alpha)^2\beta^2} = \frac{4(1-\beta)}{3(1-\alpha)\beta}$$

Im Experiment wurde gefunden, daß diese Verhältnisse proportional zu v^{-4} sind. Nach dem Modell von Veje ergibt sich ebenfalls eine gemeinsame Proportionalität $\frac{1-\beta}{(1-\alpha)\beta}$.

Weiterhin ist es möglich, die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Besetzungen von Zuständen dieser Ionen (und anderer wie z.B. ^8Be , ^{12}C und ^{32}S (siehe Ref. 9)) mit Gl. F1 annähernd zu beschreiben.

Jedoch macht die Tatsache, daß die gesamten experimentell bestimmten Besetzungen der Zustände aus den verschiedenen Termsystemen eines Ions verwendet werden müssen, um $\alpha(v)$ und $\beta(v)$ zu ermitteln, das Modell für den Experimentator unbrauchbar. Die von Veje aus experimentellen Daten berechneten Parameter $\alpha(v)$ und $\beta(v)$ streuen für unterschiedliche Projektile derart ⁹, daß eine Berechnung der Besetzung von Zuständen bisher nicht untersuchter Ionen auf der Basis dieser $\alpha(v)$ und $\beta(v)$ wenig erfolgversprechend erscheint.

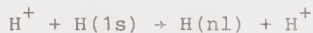
Da bisher keine Möglichkeit existiert, die Parameter anhand des Modells zu berechnen, bringt die Anwendung dieses Modells keine neuen Erkenntnisse bezüglich der Besetzungen angeregter Zustände.

Eine andere Möglichkeit, die Ion-Festkörperwechselwirkung zu beschreiben, bietet sich an, wenn man sich diese Wechselwirkung als eine Folge unabhängiger Stöße zwischen dem Projektil und jeweils einem Targetatom vorstellt. Der hinter dem Target beobachtete Ladungszustand des Projektils und sein Anregungszustand ist dann durch die letzte Wechselwirkung bestimmt. Ändert sich bei dem Stoß lediglich der Anregungszustand des Projektils, so

ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma(i, f)$ für einen Übergang von $i \rightarrow f$ gegeben durch

$$\sigma(i, f) = \frac{1}{2\pi h^2 v_i^2} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} |V_{fi}|^2 q dq$$

Dabei ist V das Wechselwirkungspotential und $q = \mu v_i / h - \mu v_f / h$ der Impulsübertrag. Dieser Wirkungsquerschnitt wurde von Yager und Lane⁶³ für das System $\text{He}^+(1s) \rightarrow \text{C}(1s^2 2s^2 2p^2)$ in erster Born'scher Näherung berechnet, wobei auch eine mögliche Anregung des Kohlenstoffatoms berücksichtigt wurde. Erfolgt bei der Wechselwirkung ein Elektroneneinfang eines Targetelektrons in einen Zustand des Projektils (Ladungsaustausch), führt dies zu Wirkungsquerschnitten mit unterschiedlicher Energieabhängigkeit verglichen mit der direkten Anregung¹⁶. Der Ladungsaustauschquerschnitt kann nur für Projektilgeschwindigkeiten $v \gg v_0$ geschlossen angegeben werden und wurde bisher nur für leichte Projektile (H, He) berechnet^{16,17}. Nach Omidvar¹⁵ ist für das System



der Ladungsaustauschquerschnitt in erster Born'scher Näherung gegeben durch

$$\sigma(nl) = \frac{2^{6(3+l)} \cdot (2l+1)}{5+l} \left(\frac{1!}{(2l+1)!} \right) \frac{1}{n^3} \frac{\pi a_0^2}{s^{12+2l} \cdot a^{10+2l}}$$

mit $a = 1 + s^{-2}$ und $s = v/v_0 \gg 1$ [a_0 : Radius der 1. Bohr'schen Bahn]

Für das System

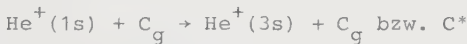


berechnete Schiff⁶⁴ den Einfangsquerschnitt in den Grundzustand des Heliums und gelangt zu folgendem Ergebnis:

$$\begin{aligned} \sigma(1s) = & \frac{3^{24} \pi a_0^2}{2^{14} \cdot 5 E (E + (\frac{27}{8}))^5} \cdot \left\{ \frac{3,8443}{E^2} + \frac{0,72252}{E} + 0,52876 \right. \\ & - \frac{2}{\sqrt{E}} \tan^{-1} \left(\frac{8\sqrt{E}}{27} \right) \cdot \left[\frac{12,975}{E^2} + \frac{5,7587}{E} + 1,9500 \right] \\ & \left. + \frac{4}{E} \left[\tan^{-1} \left(\frac{8\sqrt{E}}{27} \right) \right]^2 \cdot \left[\frac{10,947}{E^2} + \frac{7,6885}{E} + 2,6156 \right] \right\} \quad (4) \end{aligned}$$

In die Gleichung ist die Projektilenergie E in Einheiten von 100 keV einzusetzen.

In Abb. F-1 ist der von Mapleton¹⁶ für das System $H^+ + O(2p^4 \ ^3P) \rightarrow H(1s) + O^+(2p^3 \ ^4S)$ berechnete Ladungsaustauschquerschnitt und der von Lovell und McElroy⁶⁵ für das System $H^+ + H(1s) \rightarrow H(2s) + H^+$ berechnete Ladungsaustauschquerschnitt als Funktion von v/v_g dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist der von Yager und Lane⁶³ berechnete Wirkungsquerschnitt für die direkte Anregung des Helium-Ions im Prozeß



(C_g : C-Atom im Grundzustand; C^* : C-Atom in angeregten Zustand). Die von den Autoren berechneten Werte wurden bei $v/v_g \approx 1,3$ auf die experimentell ermittelte Anregungsfunktion wasserstoffähnlicher Zustände, die zum Vergleich eingetragen ist, normiert. Diese Anregungsfunktion stimmt mit dem berechneten Ladungsaustauschquerschnitt gut überein, während der Wirkungsquerschnitt für die direkte Anregung eine deutliche Abweichung vom experimentellen Verlauf aufweist.

In Abb. F-2 ist der von Schiff⁶⁴ berechnete Wirkungsquerschnitt für den Einfang in den Grundzustand des neutralen Helium-Atoms als Funktion von v/v_g dargestellt. Auch in diesem Fall besteht eine gute Übereinstimmung mit der Anregungsfunktion der heliumähnlichen Zustände für $v/v_g > 1$. Wegen des in Abschnitt E4 diskutierten unterschiedlichen Verhaltens der Anregungsfunktionen von angeregten Zuständen und Grundzustand ist im Bereich $v/v_g < 1$ keine Übereinstimmung zwischen dem berechneten Wirkungsquerschnitt und der Anregungsfunktion zu erwarten.

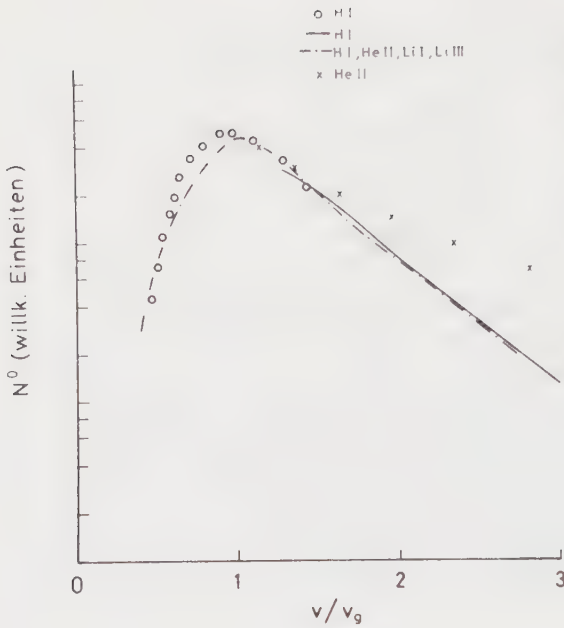


Abb. F-1:

Relative Besetzung von Zuständen wasserstoffähnlicher Ionen als Funktion von v/v_g nach Rechnungen von Mapleton¹⁶ (—) und Lovell und McElroy⁶⁵ (O) und Yager und Lane⁶³ (x). (---): Gemittelte experimentelle Werte (vgl. Abb. E-17).

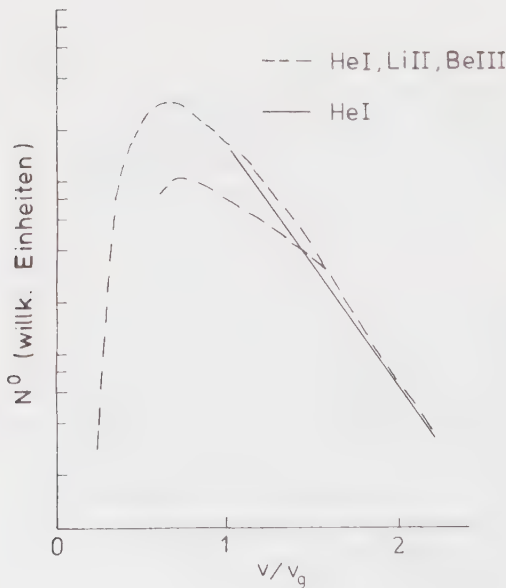


Abb. F-2:

Relative Besetzung des Grundzustandes von He I als Funktion von v/v_g nach Rechnung von Schiff⁶ (—). (---) Gemittelte experimentelle Werte der relativen Besetzungen von Zuständen heliumähnlicher Ionen (vgl. Abb. E-19).

Da die berechneten Querschnitte für Ladungsaustausch die gemessenen Anregungsfunktionen besser beschreiben als die für direkte Anregung, werden im folgenden die Ergebnisse nur noch mit den Vorhersagen des Ladungsaustauschmodells verglichen.

Danach ist für Teilchengeschwindigkeiten $v \gg v_0$ und Quantenzahlen $n \gg 1$ die Besetzung proportional zu n^{-3} . Diese Proportionalität gilt näherungsweise auch für die Summe aller Besetzungen $\sum_{l=0}^{n-1} N_{nl}^0$. Die Ergebnisse dieser Arbeit bestätigen diese Vorhersagen und zeigen, daß auch bei $v = v_0$ diese Proportionalität noch annähernd gilt und der Exponent - wenn überhaupt - nur eine schwache Abhängigkeit von v hat. Dies konnte in dieser Arbeit erstmals gezeigt werden.

Aus Gl. 3 folgt weiterhin, daß für $v \gg v_0$ die Besetzungen als Funktion der Quantenzahl l proportional zu $v^{-2(1-l')}$ sind. Dies stimmt mit den Ergebnissen dieser Arbeit nur insofern überein, als bei den Besetzungsverhältnissen N_{nl}^0/N_{no}^0 eine v -Abhängigkeit festgestellt wurde, alle anderen Besetzungsverhältnisse $N_{nl}^0/N_{nl'}^0$ mit $l, l' \neq 0$ sind jedoch innerhalb der Fehlergrenzen unabhängig von v . Auch zeigt sich beim Vergleich experimenteller Daten nach beam-foil- bzw. beam-Gas-Anregung (Abb. E-8 bzw. E-11), daß die Besetzung der Zustände mit $l > 0$ nach Festkörperanregung um einen Faktor 5-10 größer ist als bei Einzelstoßanregung.

Die von Nitsche et al.⁴⁹ gefundene Abhängigkeit der relativen Besetzungen von Zuständen wasserstoffähnlicher Ionen N_{3d}^0/N_{3s}^0 von der Kernladungszahl Z des Projektils kann auch als Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit interpretiert werden, wenn man annimmt, daß die relativen Besetzungen N_{nl}^0/N_{no}^0 mit einer charakteristischen Geschwindigkeit v' der vom Projektil gebundenen Elektronen skaliert. Für wasserstoffähnliche Systeme könnte $v' \approx Zv_0$ angenommen werden.

Mit der vorgeschlagenen Skalierung v/Zv_0 erhält Heckmann⁶⁶ für die Daten von Nitsche et al.⁴⁹ und Tielert et al.²² das Ergebnis

$$(N_{3d}^O/N_{3s}^O) \sim (v/Zv_O)^{-1,3}.$$

Es besteht jedoch auch die Möglichkeit, v' aus der Bindungsenergie des $n=3$ -Zustandes zu gewinnen, die für die verschiedenen Projektilen ebenfalls mit Z^2 skaliert.

Die Anwendung einer entsprechenden Skalierung auf die relativen Besetzungen N_{nl}^O/N_{ns}^O heliumähnlicher - bzw. lithiumähnlicher Zustände führt jedoch zu keiner einheitlichen Kurve $N_{nl}^O/N_{ns}^O = f(v/v_g)$, da, wie in Abb. E-8 gezeigt, der Verlauf der Werte $N_{nl}^O/N_{ns}^O = f(v)$ von Zuständen des He I, Li I und Li II nahezu identisch ist, und die aus den Bindungsenergien berechneten Geschwindigkeiten v_g deutlich voneinander abweichen.

Im Rahmen dieser Arbeit kann damit zwar erstmals nachgewiesen werden, daß auch der beam-foil-Anregungsprozeß zu relativen Besetzungen N_{nl}^O/N_{ns}^O führt, die von der Teilchengeschwindigkeit abhängen, aber es ergeben sich deutliche Unterschiede hinsichtlich der Besetzung der Zustände mit $l>1$ im Vergleich zu Einzelstoßanregung.

Beim Verhältnis der Besetzung von Triplett- und Singulett-Zuständen hingegen (vgl. Abb. E-12) werden sowohl bei der Einzelstoßanregung als auch bei der Folienanregung übereinstimmende Werte beobachtet. Es gibt bisher keine Berechnungen des Ladungsaustauschquerschnitts für angeregte Zustände heliumähnlicher Ionen. Da die oben diskutierten Ergebnisse mit den Vorhersagen des Ladungsaustauschmodells qualitativ gut übereinstimmen, kann angenommen werden, daß auch die Besetzungen der angeregten Zustände heliumähnlicher Ionen proportional zum Quadrat des Matrixelements $|\langle f|V|i\rangle|^2$ sind. Abweichungen der Triplett/Singulett-Verhältnisse vom Wert 3 können dann entweder durch ein spinabhängiges Wechselwirkungspotential V , was wenig wahrscheinlich ist, oder durch unterschiedliche Wellenfunktionen ψ_f erklärt werden, da ψ_i in beiden Fällen identisch ist.

Für kleine Quantenzahlen n und l ist die Amplitude der Singulett-Wellenfunktionen in Kernnähe deutlich größer als die der entsprechenden Triplett-Wellenfunktionen⁶⁷. Das würde auf Verhältnisse <3 führen. Die Unterschiede nehmen mit wachsendem n und l ab, woraus plausibel wird, daß das Triplett- zu Singulett-Verhältnis bei den 4f-Zuständen ungefähr den Wert 3 hat.

Um die beobachtete schwache Abhängigkeit der Verhältnisse von der Teilchengeschwindigkeit zu erklären, wäre eine explizite Berechnung des Matrixelementes notwendig, die jedoch bisher nicht vorliegt.

Abschließend stellt sich die Frage, ob und gegebenenfalls welchen Einfluß das Targetmaterial auf die Besetzung der angeregten Zustände hat.

Im Falle der Einzelstoßanregung ist ein Einfluß des Targets auf die Besetzung gegeben. Er kann mit Hilfe eines semi-empirischen Modells von Nikolaev, das auf der OBK-Näherung basiert, berechnet werden⁷¹.

Für die Festkörperanregung gibt es noch kein derartiges semi-empirisches Modell, da bisher für die Messung von Besetzungszahlen nur Kohlenstoffolien verwendet wurden. Da die Anregungsfunktionen, wie in dieser Arbeit gezeigt ist, für $v > v_g$ proportional zu den Ladungsanteilen sind, ist es gerechtfertigt, zur Abschätzung des Targeteinflusses Messungen heranzuziehen, in denen die Ladungsanteile bestimmt wurden. Messungen der Ladungsanteile von Helium nach Umladung in C, Be, Al, Cn, Ag und Au von Spitzberg und Jordan⁶⁸ zeigen keine Abhängigkeit vom Targetmaterial. Dies wird auch von Berkner et al.⁵⁸ gefunden, die die Umladung von Deuterium in Kohlenstoff unter UHV-Bedingungen untersucht haben, um den Einfluß der adsorbierten Sauerstoffschicht auf die gemessenen Ladungsanteile zu bestimmen. Es ergab sich jedoch kein Unterschied zu Messungen unter "normalen" Hochvakuum-Bedingungen.

Aufgrund dieser Messungen kann vermutet werden, daß Messungen von Besetzungen bei Verwendung anderer Festkörpertargets zu Ergebnissen führen, die mit denen in dieser Arbeit übereinstimmen.

G Anhang

Im Abschnitt E dieser Arbeit wurde bereits erwähnt, daß bei der Spektrallinie des Lithium bei 503,9 nm eine Überlagerung zweier Übergänge ("blending") vorliegt. Dabei handelt es sich um den Übergang $2p^1P-4s^1S$ ($\lambda=503,9$ nm) aus dem Li II-Termsystem und, wie von Ahlenius et al.⁴⁴ vorgeschlagen wurde, um einen Übergang aus dem Quartett-System des doppelt angeregten Li I ($1s2p3p^4P^e-1s2s3p^4P^o$), dessen Wellenlänge nach Rechnungen von Ahlenius et al.⁴⁴ 503,8 nm betragen sollte.

Ein experimenteller Nachweis dieses Überganges und seiner Zugehörigkeit zum Quartett-System des Li I** fehlt bisher, er wäre ein Test für die Neuberechnung der $4P^o$ -Zustände des Li I** von Ahlenius et al.

Die anderen in dieser Arbeit gemessenen Spektrallinien des Lithiums können mit ausreichender Genauigkeit ($\chi^2=1,2$) durch Gauß-Funktionen angepaßt werden. Versuchsweise wurde die verbreiterte Linie bei $\lambda \approx 503,9$ nm als Summe zweier Gauß-Funktionen angepaßt. Die Anpassung ist in Abb. G-1 für zwei Messungen bei verschiedenen Projektilenergien dargestellt. Danach kann dem Übergang aus dem Quartett-System des Li I** die Wellenlänge $\lambda=(503,4 \pm 0,1)$ nm zugeordnet werden. Die Güte der Anpassung zeigt sich darin, daß die Halbwertsbreiten beider Spektrallinien nahezu identisch sind und mit denen der Einzellinien übereinstimmen.

Daß die Zuordnung der Linie bei $\lambda=503,4$ nm zu einem Übergang des Quartett-Systems stimmt, zeigt die Anregungsfunktion (s. Abb. G-2), die proportional zu der des Übergangs $1s2p^2^4P^e-1s2s2p^4P^o$ ($\lambda=371,4$ nm) aus demselben Termsystem ist und sich deutlich von den Anregungsfunktionen aus den Termsystemen des Li I, Li II bzw. Li III unterscheidet.

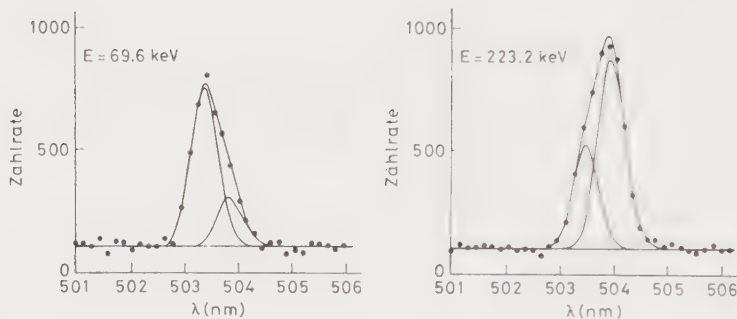


Abb. G-1: Lithium-Spektrallinie bei der Wellenlänge $\lambda=503,9$ nm bei zwei Teilchenenergien. Die durchgezogene Linie kennzeichnet die Anpassung der Summe zwei Gauß-Funktionen an die Meßwerte. Ebenfalls eingezeichnet sind die Beiträge der Summanden.

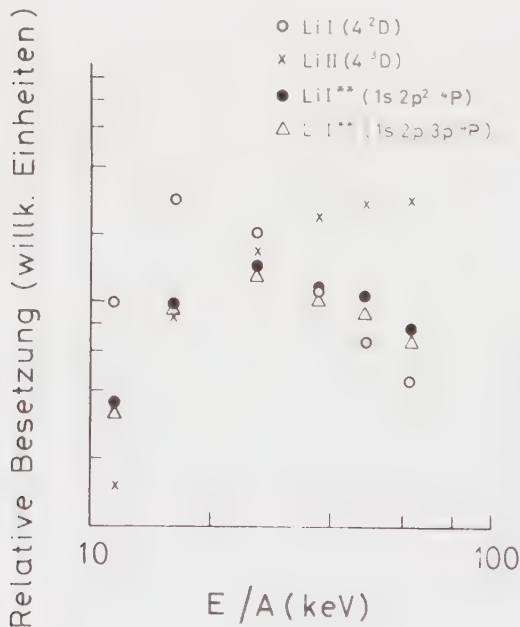


Abb. G-2: Relative Besetzung angeregter Zustände des Lithiums als Funktion der Teilchenenergie pro Nukleon E/A . Der relative Fehler der Besetzung des $1s2p3p\ ^4P^o$ -Zustandes beträgt ca. 20 %.

Damit werden die von Ahlenius et al.⁴⁴ berechneten Bindungsenergien der $^4\text{P}^{\circ}$ -Zustände des Li I** und die daraus folgenden neuen Zuordnungen einzelner Spektrallinien experimentell unterstützt.

Bromander et al.⁶⁹ haben kürzlich diesen Spektralbereich mit höherer Auflösung untersucht und die Wellenlänge des betrachteten Überganges zu $\lambda = (503,34 \pm 0,01)$ nm bestimmt. Da die Autoren keine Anregungsfunktionen gemessen haben, konnten sie jedoch nicht entscheiden, ob die beobachtete Linie zu einem Übergang des Quartett-Systems gehört.

Literaturverzeichnis

- 1 L. Kay, Phys. Lett. 5, 36 (1963)
- 2 S. Bashkin, Nucl. Instr. Meth. 28, 88 (1964)
- 3 I. Martinson und A. Gaup, Phys. Reports 15, 113 (1974)
- 4 S. Bashkin, Beam-Foil-Spectroscopy, Springer Verlag 1976
- 5 H.J. Andrä, Phys. Scr. 9, 257 (1974)
- 6 H.G. Berry, Rep. Prog. Phys. 40, 155 (1977)
- 7 H.D. Betz, Rev. Mod. Phys. 44, 465 (1972)
- 8 W. Brandt, Atomic Collisions in Solids, Vol. I, eds. S. Datz, B.R. Appleton und C.D. Moak, Plenum Press 1975
- 9 E. Veje, Phys. Rev. A14, 2077 (1976)
- 10 J.R. Oppenheimer, Phys. Rev. 31, 349 (1928)
- 11 H.C. Brinkmann und H.A. Kramers, Proc. Acad. Sci. Amsterdam 33, 973 (1930)
- 12 D.R. Bates und A. Dalgarno, Proc. Phys. Soc. (London) A66, 972 (1953)
- 13 J.D. Jackson und H. Schiff, Phys. Rev. 89, 359 (1953)
- 14 J.R. Hiskes, Phys. Rev. 180, 146 (1969)
- 15 K. Omidvar, Phys. Rev. A12, 911 (1975)
- 16 R.A. Mapleton, Theory of Charge Exchange, Wiley-Interscience 1972
- 17 D.R. Bates, Atomic and Molecular Process, Academic Press 1962

- 18 H.H. Bukow, H. v. Buttlar, G. Heine und M. Reinke, Beam-Foil-Spectroscopy, Vol. I, eds. I.A. Sellin und D.J. Pegg, Plenum Press 1976
- 19 J. Davidson, Phys. Rev. A12, 1350 (1975)
- 20 B. Dynefors, I. Martinson und E. Veje, Phys. Ser. 12, 58 (1975)
- 21 B. Dynefors, I. Martinson und E. Veje, Phys. Ser. 13, 308 (1976)
- 22 R. Tielert, H.H. Bukow, P.H. Heckmann, R. Woodruff und H. v. Buttlar, Z. Phys. 264, 129 (1973)
- 23 W.L. Wiese, M.W. Smith und B.M. Glennon, Atomic Transition Probabilities I, NSRDS-NBS4 (New York 1966)
- 24 W. Möller und D. Kamke, Nucl. Instr. Meth. 105, 173 (1972)
- 25 M. Reinke, Diplom-Arbeit, Bochum 1975
- 26 G. Heine, Diplom-Arbeit, Bochum 1975
- 27 M. Seya, Sci. Light 3, 8 (1952)
- 28 T. Namioka, Sci. Light 3, 15 (1954)
- 29 U. Sander, Diplom-Arbeit, Bochum 1977
- 30 D.J. Burns und W.H. Hancock, Phys. Rev. Lett. 27, 370 (1971)
- 31 J.M. Woolsey und J.W. McCoukey, J. Opt. Soc. Am. 58, 1309 (1968)
- 32 R. Tielert, Diplom-Arbeit, Bochum 1972
- 33 B. Classen, Staatsexamenarbeit, Bochum 1975
- 34 S. K. Allison, Rev. Sci. Instrum. 20, 735 (1944)

- 35 H.J. Andrä, Phys. Scr. 9, 257 (1974)
- 36 W. Wittmann, K. Tillmann, H.J. Andrä und P. Dobberstein,
Z. Phys. 257, 279 (1972)
- 37 M. Holl, D. Haas, R. Berger, D. Schürmann und H. v. Buttlar,
J. Appl. Phys. 45, 3065 (1974)
- 38 K. Graff, Optik 18, 120 (1961)
- 39 H. Wolter, Optik dünner Schichten, Handb. d. Phys. 24 (1956)
- 40 P.R. Bevington: Data reduction and error analysis for the
physical science (1969)
- 41 J.L. Curtis, Am. J. Phys. 36, 1123 (1968)
- 42 H.H. Bukow, G. Heine und M. Reinke, J. Phys. B10, 2347 (1977)
- 43 D. Schürmann, Dissertation, Bochum 1973
- 44 T. Ahlenius, R. Crossley und S. Larsson, Phys. Lett. 63A,
270 (1977)
- 45 B. Andresen, K. Jensen, N.B. Petersen und E. Veje, Phys.
Rev. A15, 1469 (1977)
- 46 J.N. Bronstein und K.A. Semendjajew, Taschenbuch der
Mathematik (1970)
- 47 N. Andersen, W.S. Bickel, R. Boleu, K. Jensen und E. Veje,
Phys. Ser. 3, 255 (1971)
- 48 N. Andersen, G.W. Cariveau, A.F. Glinska, K. Jensen,
J. Melskens und E. Veje, Z. Phys. 253, 53 (1972)
- 49 W. Nitsche, P.H. Heckmann und E. Träbert, 5th Int. Conf.
Beam-Foil Spectr., Lyon 1978, J. Physique (im Druck)

- 50 N. Andersen, K. Jensen, J. Jepsen, J. Melskens und E. Veje,
Z. Phys. A273, 1 (1975)
- 51 R.H. Hughes, C.A. Stigers, B.M. Doughty und E.D. Stokes,
Phys. Rev. A1, 1424 (1970)
- 52 L.W. Muller und F.J. de Heer, Physica 48, 345 (1970)
- 53 B. Andresen und E. Veje, Phys. Rev. A16, 1980 (1977)
- 54 C.E. Head und R.H. Hughes, Phys. Rev. 139A, 1392 (1965)
- 55 J.C. Armstrong, J.V. Mullendore, W.R. Harris und J.B. Marion,
Proc. Phys. Soc. 86, 1283 (1965)
- 56 A.B. Wittkower und H.D. Betz, Atomic Data 5, 113 (1973)
- 57 B.M. Doughty, F.L. Brandon, C.W. Bray, R.W. Cernosek und
M.L. Good, Phys. Rev. A18, 29 (1978); Phys. Rev. A17, 59
(1978)
- 58 K.H. Berkner, I. Bornstein, R.V. Pyle und J.W. Stearns,
Phys. Rev. A6, 278 (1972)
- 59 F. Gaillard, Thesis Lyon 1969
- 60 J.E. Bayfield, G.A. Khayrallah und P.M. Koch, Phys. Rev.
A9, 209 (1974)
- 61 K.G. Harrison und M.W. Lucas, Phys. Lett. 33A, 142 (1970)
- 62 K.G. Harrison und M.W. Lucas, Phys. Lett. 35A, 402 (1971)
- 63 R.E. Yager und N.F. Lane, J. Phys. B2, 1060 (1969)
- 64 H. Schiff, Can. J. Phys. 34, 203 (1956)
- 65 S.E. Lovell und M.B. McElroy, Proc. Roy. Soc. (London)
A283, 100 (1965)

- 66 P.H. Heckmann, private Mitteilung
- 67 R.J. Boyd und C.A. Coulsen, J. Phys. B6, 782 (1973)
- 68 L.A. Spitzberg und J.A. Jordan, J. Phys. B2, 691 (1969)
- 69 J. Bromander, S. Hultberg, B. Jelenkovic, L. Liljeby und
S. Mannervik, J. de Physique Colloque C1, C1 (1979)
- 70 H.H. Andersen und J.F. Ziegler, The Stopping and Ranges
of Ions in Matter, Vol. 3 (Pergamon Press 1977)
- 71 V.S. Nikolaev, JETP 24, 847 (1967)

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. v. Buttlar für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit und zahlreichen wertvollen Diskussionen. Ebenso danke ich ihm für die kritische Durchsicht des Manuskripts dieser Arbeit.

Herrn Dr. H.H. Bukow danke ich für seine wertvollen Ratschläge sowie ihm und Herrn Dipl.-Phys. U. Sander für ihre tatkräftige Hilfe bei der Durchführung der Messungen.

Für die Unterstützung bei der Bedienung des Beschleunigers danke ich dem Personal des Bochumer DTL.

Für die Hilfe beim Bau der Meßapparaturen danke ich den Mitarbeitern in den einzelnen Werkstätten (Elektronik, Feinmechanik, Schlosserei).

Mein besonderer Dank gilt Frau A. Pfeifer für die Gestaltung der Druckvorlage und Frau D. Hake und Herrn J. Wöhlert für die Anfertigung der Abbildungen.

Lebenslauf

Am 25.08.1948 wurde ich als erster Sohn des Steigers Wilhelm Heine und seiner Ehefrau Erika geb. Schultz in Plauen geboren.

Von 1955 bis 1960 besuchte ich die Volksschule in Syrau, Kreis Plauen. Nach dem Besuch der Hauptschule in Dortmund von Januar 1961 bis März 1962 wechselte ich zum Aufbaugymnasium in Dortmund, an dem ich im Juli 1967 die Reifeprüfung ablegte.

Von Oktober 1967 bis März 1969 leistete ich den Wehrdienst ab und begann danach im SS 1969 mit dem Physikstudium an der Universität Bochum. Dort legte ich im Oktober 1971 die Diplom-Vorprüfung und im Oktober 1975 die Diplom-Prüfung ab.

Meine Diplom-Arbeit fertigte ich unter Anleitung von Prof. Dr. H. v. Buttlar an mit dem Thema:

"Anfangsbesetzungen und Lebensdauern von Triplett-Zuständen des neutralen Helium-Atoms".

Anfang 1976 begann ich mit der Durchführung meiner Doktor-Arbeit.

Vom 1.11.1975 bis zum 31.12.1977 war ich als wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Experimentalphysik III angestellt. Seit dem 1.1.1978 bin ich wissenschaftlicher Assistent am Institut für Experimentalphysik I.

